# PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 9. 1. Mai 1909. Redaktionsschluß für No. 10 am 8. Mai 1909. 10. Jahrgang.


INHALT.


**Originalmitteilungen:**

B. E. Moore, Der Zeeman-Effekt bei den Linien des Thoriumspektrums. S. 297.

W. Ritz, Über einige anomale Zeeman-Effekte im Spektrum von Thorium. S. 307.

F. Ehrenhaft, Eine Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums. S. 308.

H. Th. Simon, Über ein neues elektrodynamisches Telephon. S. 310.

K. v. Wesendonk, Über die Synthese der Vokale aus einfachen Tönen und die Theorie von Helmholtz und Graßmann. S. 313.

U. v. Reden, Über eine neue Quecksilberluftpumpe und ein neues Vakuummeter. S. 316.

E. Retschy, Darstellung der elektrischen Zustände der Gleichstromdynamomaschine durch Schnitte von Ebenen mit einer Fläche. S. 319.

B. Gáti, Beiträge zur Kenntnis des Barretters. S. 322.

W. Ritz u. A. Einstein, Zum gegenwärtigen Stand des Strahlungsproblems. S. 323.

**Vorträge und Reden:**

F. Klein, Die Einrichtungen zur Förderung der Luftschiffahrt an der Universität Göttingen. S. 324.

**Referate:**

A. Byk, Über G. Lippmanns Reliefphotographie. S. 326.

**Besprechungen:**

H. Egerer, Repetitorium der höheren Mathematik. S. 327.

E. Kotte, Lehrbuch der Chemie. I. S. 327.

K. Fuß u. G. Hensold, Lehrbuch der Physik. S. 327.

E. A. Kiehlhauser, Die Stimmgabel, ihre Schwingungsgesetze und Anwendungen in der Physik. S. 327.

H. Starke, Physikalische Musiklehre. S. 328.

K. Meyer, Naturlehre. S. 328.

**Tagesereignisse.** S. 328.

**Personalien.** S. 328.


## ORIGINALMITTEILUNGEN.

### Der Zeeman-Effekt bei den Linien des Thoriumspektrums.


Von B. E. Moore.


#### Erster Teil.

#### Einleitung, Versuchsmethode und besondere Merkmale des Thoriumspektrums.

Die vorliegende Arbeit bildet die Fortsetzung einer Untersuchung, die ich vor kurzem im Physikalischen Institut der Universität Göttingen ausgeführt habe[1]). Die Arbeit war auf Anregung des Direktors jenes Instituts, des Herrn Geheimrat Prof. Dr. W. Voigt, unternommen worden, der mir in liebenswürdiger Weise die gesamte erforderliche Ausrüstung zur Verfügung stellte und meine Untersuchung nachdrücklich gefördert hat. — Die Komponenten des Thoriumspektrums waren zu zahlreich und verwirrt, um eine leichte Identifizierung zu gestatten. Ich hatte deshalb die Platten beiseite gelegt, um sie zu untersuchen, wenn ich einmal mehr Zeit zur Verfügung haben würde. Zu dieser nunmehr erledigten Untersuchung standen mir Platten zu Gebote, die bei zwei verschiedenen Feldstärken, sowohl im Spektrum erster wie im Spektrum zweiter Ordnung für Komponenten, die parallel, wie für solche, die senkrecht zu den Kraftlinien schwangen, aufgenommen worden waren, ferner Photographien, die ohne Erregung eines magnetischen Feldes im Spektrum erster wie auch im Spektrum zweiter Ordnung aufgenommen worden waren. Die Linien in den im Magnetfeld und ohne Zwischenschaltung eines Kalzits aufgenommenen Spektrogrammen waren zu verwirrt für eine Untersuchung, und ich habe deshalb diese Platten nicht aufgehoben.

Die senkrecht zu den Kraftlinien schwingenden Komponenten, die $s$-Komponenten, sind meist schärfer als die parallel zu den Kraftlinien schwingenden oder $p$-Komponenten. Die „feldlosen" Linien, d. h. die ohne Felderregung erhaltenen, waren mit Ausnahme einiger, die ein besonderes Verhalten zeigten, im allgemeinen sehr scharf. Ihre Lage ließ sich mit doppelt so großer Genauigkeit bestimmen wie die der $p$-Komponenten. Ich benutzte die feldlosen Linien zur Identifizierung der $s$- und $p$-Komponenten, indem ich abwechselnd die $s$- und die $p$-Komponenten mit ihnen in Juxtaposition brachte. Dieses Verfahren war meines Erachtens genau genug, um den allgemeinen Charakter der in dieser Arbeit verzeichneten Trennungen festzustellen. Wenn einige geringe Verschiebungen der $p$-(=o) Komponenten vorhanden wären, so würden sie mir entgangen sein, und derartige Verschiebungen würden jedenfalls wegen der Breite der $p$-Komponenten und der teilweisen Überdeckungen ohne Verwendung eines Kalzits der Beobachtung unzugänglich gewesen sein. Die Breite vieler $p$-Komponenten läßt es zweifelhaft erscheinen, ob durch photographische Aufnahme der feldlosen Linien und der $p$-Komponenten auf einer und derselben Platte nach der altbekannten Rowlandschen Methode die Genauigkeit gesteigert worden wäre. Dieses Verfahren möchte vielleicht bei den $s$-Komponenten von Nutzen sein.

Die Möglichkeit von Unsymmetrien kam mir

1) Ann. d. Phys. (4) **25**, 309, 1908.

erst nach den Versuchen in den Sinn. (Ich hatte früher nur zwei Linien beobachtet, die eine Unsymmetrie aufwiesen). Anderenfalls würde es mir wünschenswert erschienen sein, Photogramme nach dieser Methode aufzunehmen. Photogramme, die ohne Kalzit aufgenommen sind, vermögen eine Unsymmetrie zu zeigen, sie sind aber z. B. nicht imstande, darzutun, welche Komponente eines Tripletts verschoben ist. Ebensowenig würde es bei diesen Platten aus den Wellenlängentafeln von Exner und Haschek zu ersehen sein, obwohl diese Tafeln für die Identifizierung von Linien völlig ausreichen.

Die Dissymmetrie ist vor nahezu einem Jahrzehnt von Voigt[1]) behandelt und von Zeeman[2]) experimentell untersucht worden. In neuerer Zeit haben mehrere Beobachter diesen Effekt betrachtet[3]). Die Ergebnisse, die Gmelin für die Quecksilberlinie 5790 $\mu\mu$ erhalten hat, scheinen bestimmter zu sein als die anderer Forscher. Gmelin findet an dieser Linie eine Dissymmetrie, die dem Quadrate der magnetischen Feldstärke proportional ist, und zwar bei einer Änderung der Feldstärke bis auf mehr als das Dreifache. Die beiden bei meinen Versuchen benutzten Feldstärken unterscheiden sich nur um 20 Proz. und die Versuche waren daher für eine Untersuchung über die Änderung der Dissymmetrie mit der Feldstärke nicht in dem Maße geeignet wie die Beobachtungen Gmelins. Aber bei diesem Unterschiede in der Feldstärke hätte sich doch ein Unterschied von 40 Proz. zwischen den Beträgen der Dissymmetrie in den beiden Plattenreihen zeigen müssen, wenn die betreffenden Linien dem quadratischen Gesetz folgten; statt dessen weisen sie anscheinend eine der magnetischen Feldstärke proportionale Verschiebung auf. Indessen zeigen sich nur die stärkeren meiner unsymmetrischen Linien auf Platten, die beiden Feldstärken entsprechen. Einige Fälle von Dissymmetrie an Tripletts, die ich unten verzeichne, sind stark, und die beiderseitigen Entfernungen von der Nullstellung stehen zueinander in einer einfachen Beziehung. Meiner Meinung nach ist dies eine ausgesprochene charakteristische Eigenschaft solcher Tripletts, deren Dissymmetrie der Feldstärke proportional ist. Wenn aber die Dissymmetrie dem Quadrate der Feldstärke proportional oder von der Feldstärke unabhängig (Theorie von Voigt) ist, so sind derartige Verhältnisse zwischen den Abständen bei der Dissymmetrie nur zufällig.

Bei den Linien, die Herr Jack beobachtet hat, und über die Herr Zeeman in dieser Zeitschrift berichtet hat[1]), wird man bemerken, daß keine Dissymmetrie in der Intensität der Komponenten vorliegt. Eine solche Dissymmetrie habe ich stets beobachtet, und zwar ist die weniger verschobene Komponente immer die stärkere, im Einklang mit der Theorie von Voigt. Ich habe indessen viele Linien gefunden, die eine Unsymmetrie in bezug auf die Intensität zeigten, aber keine Dissymmetrie hinsichtlich der Lage. Es waren auch zahlreiche Linien vorhanden, bei denen die eine Komponente scharf und die andere breit war. Das kann von vier Ursachen herrühren. Es kann erstens durch Übereinandergreifen von Linien entstehen. Ein solches Übereinandergreifen ist gewöhnlich leicht zu erkennen. Zweitens kann die ursprüngliche Linie ein sehr enges Duplett sein, deren einzelne Linien nur wenig verschiedene Trennung besitzen. Einige Linien dieser Art wurden entdeckt, aber es ist oftmals schwierig, so enge Paare festzustellen. Drittens kann sich die verbreiterte Komponente bei größerer Feldstärke in zwei Komponenten auflösen, wobei dann schließlich die Linie eine ungleiche Anzahl von Komponenten zu beiden Seiten der Nullage haben würde. Derartige Fälle wurden beobachtet; ich fand z. B. eine Linie, die nur auf den bei größerer Feldstärke aufgenommenen Platten eine Auflösung zeigte. Viertens kann die erwähnte Verschiedenheit eine Art von Dissymmetrie sein.

Die in dieser Arbeit verzeichneten Intensitäten gelten für die Linien im Spektrum erster Ordnung. Die Intensität 1 kommt einer Linie zu, die sich gerade noch ununterbrochen über die Platte fortsetzt. Soweit ich es zu beurteilen vermag, haben die Platten mit den $p$-Komponenten eine um etwa 25 v. H. stärkere Exposition als die mit den $s$-Komponenten.

Ich verwende eine Reihe von Abkürzungen:

„$s$-“ und „$p$-“ sind bereits erklärt;
„$A$“ = angenäherter Betrag der Auflösung;
„$a$“ = normale Auflösung = 1,105;
„$r$“ = rot;
„$b$“ = blau;
„$d$“ / „diff.“ = diffus;
„$o$“ = Übereinandergreifen;
„$\lambda$“ = Wellenlänge;
„$\Delta\lambda/\lambda^2$“ = Wellenlängenänderung per Zentimeter.

Positive Werte $\Delta\lambda/\lambda^2$ bedeuten eine Verschiebung nach Blau hin.

## Zweiter Teil.

## Tabellarische Übersicht der Messungen und deren Diskussion.

Die Tabellen I—XI einschließlich enthalten

1) Ann. d. Phys. (4) **1**, 376, 1900.
2) Amsterd. Proc., 30. Dezbr. 1899.
3) E. Gehrcke und O. v. Baeyer, diese Zeitschr. **7**, 905, 1906; Zeeman, diese Zeitschr. **9**, 340, 1908; Gmelin, diese Zeitschr. **9**, 212, 1908; Voigt, diese Zeitschr. **9**, 120, 253, 1908. (Theoretisch.)

1) Diese Zeitschr. **9**, 343, 1908.

Angaben über symmetrische Zerlegungen mit Ausschluß der Tripletts.

Tabelle I enthält zwei Linien mit je 14 Komponenten. Die inneren $s$-Komponenten sind zu schwach, als daß ihr Vorhandensein mit voller Sicherheit behauptet werden könnte. Die äußeren $s$-Komponenten sind diffus und einer Messung von wünschenswerter Genauigkeit nicht zugänglich. Die $p$-Komponenten bei den beiden Linien stimmen sehr nahe überein. Dieser Umstand führt im Verein mit dem allgemeinen Aussehen der Komponenten zu dem Schlusse, daß sie Duplikate sind. Die Zerlegungen ergeben sich als Vielfache von 0,17, und sie stimmen so nahe überein, wie man es bei den $p$-Komponenten nur erwarten kann. Der Wert 0,17 scheint kein aliquoter Teil der normalen Zerlegung „$a$" zu sein, denn $\frac{a}{6}$ ergibt 0,184 und $\frac{a}{7}$ ergibt 0,158.

Tabelle II enthält zwei Linien mit je 12 Komponenten, die offenbar nicht miteinander verwandt sind. Die Komponenten von $\lambda = 4086{,}71$ Å.-E. sind offenbar untereinander in einfacher Weise verwandt. Sie sind vermutlich alle Vielfache von 0,214. Dieser Wert unterscheidet sich nur wenig von der Größe $\frac{3a}{16}$, die kein aliquoter Teil von $a$ ist. Die Ablesungen lassen sich auch etwa ebensogut durch Vielfache von $\frac{a}{11}$ darstellen, einem der aliquoten Teile von $a$ nach Runge[1]). Der erstgenannte Wert ergibt für die $s$-Zerlegung einen Abstand von einer Komponente zur andern von $4 \times 0{,}214$ und denselben Wert für den Abstand zwischen den $p$-Komponenten. Der zweite Wert, $\frac{a}{11}$, ergibt gleiche Abstände für die $s$-Komponenten, dagegen erhalten wir für die Abstände zwischen den $p$-Komponenten einmal $\frac{8a}{11}$ und zweimal $\frac{9a}{11}$. Es besteht kaum ein Zweifel darüber, daß der Abstand für die $s$- wie für die $p$-Komponenten derselbe ist. Das führt dazu, den Wert für das aliquote Intervall, $\frac{a}{11}$, zu verwerfen.

Tabelle III enthält zwei Linien mit je 11 Komponenten. Es sind keine Duplikate, doch besteht eine multiple Verwandtschaft zwischen den Komponenten jeder Linie. Die wiederkehrenden Werte sind keine rationalen Teile von $a$.

Tabelle IV enthält zwei Linien mit je 10 Komponenten. Es sind keine Duplikate, und eine einfache Verwandtschaft zwischen den Komponenten besteht augenscheinlich nicht.

1) Diese Zeitschr. **8**, 232, 1907.

Tabelle I.

| $\lambda = 4282{,}20$ Å.-E. | | | $\lambda = 4116{,}91$ Å.-E. | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $A$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $A$ |
| 5 | −2,26 $s$ | 14 · 0,17 | 7 | −2,37 $s$ | 14 · 0,17 |
| 1− | − − $s$ | — | 1− | − − $s$ | — |
| 1− | − − $s$ | — | 1− | − − $s$ | — |
| 1− | −1,22 $p$ | 7 · 0,17 | 1 | −1,19 $p$ | 7 · 0,17 |
| 1 | −0,87 $p$ | 5 · 0,17 | 2 | −0,86 $p$ | 5 · 0,17 |
| 2− | −0,54 $p$ | 3 · 0,17 | 3 | −0,50 $p$ | 3 · 0,17 |
| 2 | −0,17 $p$ | 1 · 0,17 | 3 | −0,17 $p$ | 1 · 0,17 |
| 2 | +0,17 $p$ | | 3 | +0,17 $p$ | |
| 2 | +0,51 $p$ | | 3 | +0,51 $p$ | |
| 1 | +0,86 $p$ | | 2 | +0,85 $p$ | |
| 1 | +1,22 $p$ | | 1 | +1,20 $p$ | |
| — | + − $s$ | | 1− | + − $s$ | |
| — | + − $s$ | | 1− | + − $s$ | |
| 5 | +2,26 $s$ | | 7 | +2,37 $s$ | |

Tabelle II.

| $\lambda = 4086{,}71$ Å.-E. | | | $\lambda = 4019{,}30$ Å.-E. | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $A$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $A$ |
| 5 | −2,83 $s$ | ? | 5 | −1,99 $s$ | ? |
| 3 | −1,95 $s$ | | 3 | −1,45 $s$ | |
| 4 | −1,25 $p$ | | 1+ | −0,89 $s$ | |
| 1 | −(1,05) $s$ | | 8 | −0,80 $p$ | |
| 5 | −0,42 $p$ | | 1 | −0,40 $s$ | |
| 1− | −(0,16) $s$ | | 6 | −0,35 $p$ | |
| 1− | +(0,16) $s$ | | 6 | +0,34 $p$ | |
| 5 | +0,41 $p$ | | — | + − $s$ | |
| 1 | +(1,05) $s$ | | 8 | +0,80 $p$ | |
| 3 | +1,26 $p$ | | — | + − $s$ | |
| 3 | +1,95 $s$ | | — | + − $s$ | |
| 4 | +2,83 $s$ | | 5 | +1,99 $s$ | |

Tabelle III.

| $\lambda = 4142{,}87$ Å.-E. | | | $\lambda = 3434{,}09$ Å.-E. | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $A$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $A$ |
| 1 | −2,25 $p$ | 10 · 0,23 | 2 | −2,36 $s$ | 7 · 0,34 |
| 5 | −1,35 $p$ | 6 · 0,23 | 1− | − − $s$ | — |
| 2 | −1,34 $s$ | 6 · 0,23 | 3 | −1,04 $p$ | 3 · 0,34 |
| 1 | −0,68 $s$ | 3 · 0,23 | 1− | − − $s$ | — |
| 1+ | −0,47 $p$ | 2 · 0,23 | 4 | −0,34 $p$ | 1 · 0,34 |
| 1 | 0 $s$ | | 1− | − $s$ | 0 · 0,34 (?) |
| 1 | +0,47 $p$ | | 4 | +0,34 $p$ | |
| — | + − $s$ | 0 | 1− | + − $s$ | |
| 2 | +1,32 $s$ | | 3 | +1,03 $p$ | |
| — | +1,35 $p$ | 0 | 1− | + − $s$ | |
| 1 | +2,36 $p$ | | 2 | +2,36 $s$ | |

Tabelle IV.

| $\lambda = 4094{,}99$ Å.-E. | | | $\lambda = 3929{,}74$ Å.-E. | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $A$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $A$ |
| 1+ | −1,51 $s$ | ? | 3 | −1,01 $s$ | ? |
| 2+ | −0,92 $s$ | | 4 | −0,84 $p$ | |
| 10 | −0,78 $p$ | | 1 | −0,73 $s$ | |
| 1+ | −0,41 $s$ | | 5 | −0,27 $p$ | |
| 1 | −0,36 $p$ | | 1− | − − $s$ | |
| 1 | +0,36 $p$ | | — | + − $s$ | |
| 1+ | +0,41 $s$ | | 5 | +0,28 $p$ | |
| 10 | +0,78 $p$ | | — | + − $s$ | sb diff. |
| 2 | +0,96 $s$ | | 3 | +0,83 $p$ | |
| 1 | +1,51 $s$ | | — | + − $s$ | |

Tabelle V enthält eine Linie mit 9 Komponenten. Das innere Paar der $s$-Komponenten hat die Trennung $\frac{a}{2}$, aber die übrigen Komponenten haben keine Verwandtschaft zu ihm.

Tabelle V.

$\lambda = 3704{,}16$ Å.-E.

| $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ | $A$ |
|---|---|---|
| 1 | $-2{,}08\ s$ | ? |
| 1 | $-1{,}33\ s$ | |
| 1 | $-0{,}70\ p$ | |
| 1 | $-0{,}56\ s$ | |
| 1+ | $0\ \ p$ | |
| 1 | $+0{,}57\ s$ | |
| 2 | $+0{,}73\ p$ | |
| — | $+ - \ s$ | diffus |
| — | $+ - \ s$ | „ |

Tabelle VI enthält drei Linien mit je 8 durchweg verschiedenen Komponenten. Eine Verwandtschaft zwischen den Komponenten ist nicht augenscheinlich.

Tabelle VII enthält eine Linie mit 7 Komponenten.

Tabelle VIII enthält sieben Linien mit je 6 Komponenten. Es sind keine Duplikate vorhanden, und es kommen bei den verschiedenen Linien nur drei Auflösungen vor, die $a$ oder vielfachen Aliquoten von $a$ entsprechen. Bei $\lambda = 4178{,}2$ Å.-E. sind die Komponenten $4 \times 0{,}262$, $3 \times 0{,}262$ und $2 \times 0{,}262$ mit Abweichungen von $+0{,}012$ bzw. $-0{,}006$ und $-0{,}004$. Dagegen würden $\frac{4a}{4}$ bzw. $\frac{3a}{4}$ und $\frac{2a}{4}$ Abweichungen von $-0{,}05$ bzw. $-0{,}05$ und $-0{,}03$ ergeben. Derartige Abweichungen in einer Ablesungsreihe schließen die Annahme des Intervalls $\frac{a}{4}$ mit Bestimmtheit aus.

Tabelle IX enthält sieben Linien mit je 5 Komponenten. Duplikate sind nicht vorhanden.

Tabelle VII.

$\lambda = 3792{,}52$ Å.-E.

| $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ | $A$ |
|---|---|---|
| 3 | $-1{,}94\ s$ | ? |
| 1 | $-1{,}33\ p$ | |
| 1 | $-1{,}05\ s$ | |
| 12 | $0\ \ p$ | |
| 1 | $— \ s$ | |
| 1 | $+1{,}33\ p$ | |
| 3 | $+1{,}94\ s$ | |

Tabelle VIII.

| $\lambda = 4448{,}00$ Å.-E. | | $\lambda = 4202{,}03$ Å.-E. | | $\lambda = 4182{,}15$ Å.-E.[1] | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ |
| 1+ | $-1{,}82\ s$ | 1— | $-0{,}84\ p$ | — | $— \ s$ |
| 6 | $-0{,}77\ s$ | 4 | $-0{,}69\ s$ | 6 | $-1{,}10\ s$ |
| 10 | $-0{,}55\ p$ | 2 | $-0{,}27\ p$ | 10 | $-0{,}79\ p$ |
| 8 | $+0{,}56\ p$ | 2 | $+0{,}28\ p$ | 8 | $+0{,}79\ p$ |
| 5 | $+0{,}76\ s$ | 4 | $+0{,}69\ s$ | 4 | $+1{,}11\ s$ |
| 1 | $+1{,}87\ s$ | 1 | $+0{,}83\ p$ | — | $+ \ ? \ s$ |

| $\lambda = 4178{,}20$ Å.-E. | | $\lambda = 4069{,}40$ Å.-E. | | $\lambda = 3549{,}83$ Å.-E. | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ |
| 3 | $-1{,}06\ s$ | 8 | $-1{,}22\ s$ | 1+ | $-1{,}92\ s$ |
| 10 | $-0{,}78\ p$ | 2 | $-0{,}50\ p$ | 1 | $-0{,}83\ s$ |
| 1 | $-0{,}52\ p$ | 4 | $-0{,}18\ p$ | 6 | $-0{,}60\ p$ |
| 1 | $+0{,}52\ p$ | 4 | $+0{,}18\ p$ | 5 | $+0{,}60\ p$ |
| 10 | $+0{,}78\ p$ | 3 | $+0{,}50\ p$ | 1 | $+0{,}83\ s$ |
| 3 | $+1{,}06\ s$ | 8 | $+1{,}23\ s$ | 1 | $+1{,}92\ s$ |

$\lambda = 3338{,}00$ Å.-E.[2]

| $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ |
|---|---|
| 6 | $-1{,}81\ s$ |
| 1 | $-0{,}89\ p$ |
| 1+ | $-0{,}36\ p$ |
| 1+ | $+0{,}32\ p$ |
| 1 | $+0{,}90\ p$ |
| 6 | $+1{,}80\ s$ |

1) Das äußere Komponentenpaar gehört möglicherweise anderen Linien an; dann würde diese Linie nur ein Quadruplett sein.

2) Die $p$-Komponenten sind im Spektrum zweiter, die $s$-Komponenten im Spektrum erster Ordnung gemessen worden.

Tabelle VI.

| $\lambda = 4277{,}49$ Å.-E. | | | $\lambda = 4180{,}15$ Å.-E. | | | $\lambda = 3649{,}90$ Å.-E. | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ | $A$ | $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ | $A$ | $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ | $A$ |
| 1 | $-1{,}50\ s$ | ? | 5 | $— — —$ | breit, möglicherweise 2 oder 3 Komponenten | 1+ | $-2{,}86\ s$ | ? |
| 2 | $-0{,}97\ s$ | | 3 | $-1{,}44\ p$ | | 1— | $— — \ s$ | |
| 12 | $-0{,}70\ p$ | | 1 | $-1{,}08\ p$ | | 1 | $-1{,}20\ p$ | |
| 1 | $-0{,}46\ s$ | | 1— | $— (?)\ p$ | | 2 | $0\ \ ps$ | |
| 1 | $+0{,}46\ s$ | | 1— | $+ (?)\ p$ | | 1— | $+1{,}20\ p$ | |
| 10 | $+0{,}70\ p$ | | 1 | $+1{,}09\ p$ | | — | $+ — \ s$ | |
| 2 | $+0{,}99\ s$ | | 3 | $+1{,}44\ p$ | | 1+ | $+2{,}86\ s$ | |
| 1 | $+1{,}50\ s$ | | — | $+ — \ s$ | 0 | | | |

Tabelle IX.

| $\lambda = 4624{,}22$ Å.-E. | | $\lambda = 4499{,}13$ Å.-E.[1] | | $\lambda = 4369{,}50$ Å.-E.[2] | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ |
| 1— | —(1,89) $s$ | 1 | —(1,53) $s$ | 2 | —2,07 $s$ |
| 2 | — 0,41 $p$ | 1+ | —(0,43) $p$ | 1 | —0,98 $p$ |
| 3 | 0 $p$ | 2 | 0 $p$ | 5 | 0 $p$ |
| 2 | + 0,41 $p$ | 1 | +(0,43) $p$ | 1 | +0,98 $p$ |
| 1— | + 1,89 $s$ | 1 | +(1,89) $s$ | 2 | +2,07 $s$ |

| $\lambda = 3892{,}40$ Å.-E. | | $\lambda = 3872{,}51$ Å.-E.[3] | | $\lambda = 3842{,}10$ Å.-E.[4] | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ |
| 1 | —1,91 $s$ | — | — $s$ | 12 | —1,75 $s$ |
| 4 | —0,66 $p$ | — | — $p$ | 2 | —1,38 $p$ |
| 1 | 0 $p$ | 1 | 0 $p$ | 30 | 0 $p$ |
| 3 | +0,66 $p$ | 5 | +0,57 $p$ | 1+ | +1,40 $p$ |
| 1 | +1,91 $s$ | 3 | +1,30 $s$ | 12 | +1,75 $s$ |

| $\lambda = 3589{,}47$ Å.-E.[5] | |
|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ |
| — | — — $s$ |
| 1 | —0,55 $p$ |
| 1+ | 0 $p$ |
| 1 | +0,57 $p$ |
| — | + — $s$ |

Ich habe 166 Quadrupletts ausgemessen[6]). Dabei waren einige wenige Duplikate, doch habe ich unter diesen keine Serien gefunden. Ich gebe einige Beispiele für diese Linien an. In der Spalte für die Intensitäten ist erst die rote und danach die blaue Komponente aufgeführt. In der Spalte für die Zerlegung ist erst die $s$-Komponente und danach die $p$-Komponente angegeben. Jede dieser Komponenten hat doppeltes Vorzeichen, d. h. es ist sowohl eine blaue als auch eine rote Komponente vorhanden. In der Tabelle X sind solche Quadrupletts aufgeführt, deren $s$-Komponenten nahezu dieselbe Auflösung haben wie die Quadrupletts der Hauptserie, nämlich 1,47. Keine dieser Linien hat aber dieselbe Auflösung für die $p$-Komponenten wie die Linien dieser Serie, nämlich 0,74. Die Linien $\lambda = 3894{,}53$ Å.-E. und $\lambda = 3667{,}13$ Å.-E. sind möglicherweise Duplikate, die erstere scheint aber einem schärferen Typus anzugehören.

Wenn man umgekehrte Quadrupletts mit gleichen Abständen der $p$-Komponenten zusammenstellt, so findet man ähnliche Abweichungen zwischen den Abständen der $s$-Komponenten. So zeigt Tabelle XI die Verschiedenheit der $s$-Komponenten, wenn man den Wert für die $p$-Zerlegung der Quadruplettthauptserie, nämlich 0,74. zugrunde legt. Möglicherweise sind die Linien $\lambda = 3981{,}28$ Å.E., $\lambda = 3471{,}40$ Å.-E. und $\lambda = 3386{,}64$ Å.-E. Duplikate, ebenso die Linien $\lambda = 4085{,}22$ Å.-E., $\lambda = 3642{,}41$ Å.-E. und $\lambda = 3612{,}57$ Å.-E. Wahrscheinlicher ist es, daß keine von diesen Linien Duplikate sind. Man kann viele andere Werte für die $s$- oder die $p$-Zerlegung wählen und danach aus diesen Quadrupletts Gruppen aufstellen; man wird dann bei den entsprechenden $p$- oder $s$-Komponenten ähnlich weite Verschiedenheiten finden. Das legt die Vermutung nahe, daß es vielleicht eine beschränkte Anzahl von Werten für die Zerlegung gibt, die aber in verschiedener Weise auf die einzelnen Linien verteilt sind. Andererseits besteht auch die Möglichkeit, daß der Zusammenhang nur ein vermeintlicher ist. Man kann nämlich in sehr kleinen Schritten von der kleinsten bis zur größten Zerlegung fortschreiten und bei jedem Schritte Linien finden. Unter solchen Verhältnissen ist die Vergleichung dieser Quadrupletts mit ähnlichen Linien bei anderen Stoffen ohne wesentliche Bedeutung. Beispielsweise finden wir eine Anzahl Linien, deren Zerlegung beim Yttrium und beim Zirkonium in nahezu

Tabelle X.

| $\lambda$ | $i$ | | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ |
|---|---|---|---|
| 4401,87 | 2 | 2 | 1,50 $s$ |
| | 4 | 5 | 1,22 $p$ |
| 3894,53 | 1 | 1 | 1,50 $s$ |
| | 1+ | 1+ | 0,84 $p$ |
| 3718,02 | 5 | 3 | 1,46 $s$ |
| | 2 | 1 | 0,20 $p$ |
| 3667,13 | 1 | 1 | (1,43) $s$ |
| | 2 | 2 | (0,86) $p$ |
| 3364,79 | 4 | 4 | 1,45 $s$ |
| | 3 | 2+ | 0,61 $p$ |

Tabelle XI.

| $\lambda$ | $i$ | | $\Delta\lambda\,\lambda^2$ |
|---|---|---|---|
| 4085,22 | 8 | 8 | 1,13 $s$ |
| | 15 | 15 | 0,78 $p$ |
| 3981,28 | 6 | 8 | 1,36 $s$ |
| | 10 | 10 | 0,78 $p$ |
| 3979,20 | 2 | 3 | 1,20 $s$ |
| | 4 | 3 | 0,76 $p$ |
| 3963,33 | 2 | 2 | 1,26 $s$ |
| | 3 | 3 | 0,72 $p$ |
| 3642,41 | 4 | 5 | 1,13 $s$ |
| | 4 | 3 | 0,72 $p$ |
| 3612,57 | 2 | 2 | 1,08 $s$ |
| | 6 | 5 | 0,75 $p$ |
| 3471,40 | 1+ | 1+ | 1,30 $s$ |
| | 3 | 3 | 0,74 $p$ |
| 3386,64 | 1 | 1 | 1,31 $s$ |
| | 4 | 3 | 0,75 $p$ |

1) Die $s$-Komponenten sind auf der Innenseite diffus, und es sind vermutlich andere Komponenten zugegen.

2) Die $s$-Komponenten sind diffus, und die $p$-Komponenten haben einen diffusen Hintergrund.

3) Die $pr$- und die $sr$-Komponenten sind teilweise überdeckt.

4) Die mittlere $p$-Komponente ist möglicherweise doppelt.

5) Beide $s$-Komponenten sind teilweise überdeckt.

6) Dieser Typus konnte ebensowenig wie die folgenden hier mit allen Einzelheiten wiedergegeben werden. Sie werden in den Nebraska University Studies veröffentlicht werden, und ich bin gern bereit, Interessenten auf Wunsch einen Sonderabdruck dieser Veröffentlichung zugehen zu lassen.

doppelter Stärke auftritt, ganz besonders bei dem letztgenannten Element, das eine größere Anzahl von Quadrupletts und eine größere Mannigfaltigkeit im Betrage der Zerlegung hat. Unter diesen Verhältnissen erscheint es durchaus bemerkenswert, daß die Hauptserie der Quadrupletts beim Thorium ganz zu fehlen scheint.

Die Tabellen XII—XVI einschließlich enthalten ein Verzeichnis solcher Linien, die unsymmetrische Komponenten haben, mit Ausschluß der Tripletts. Nach dem im Eingang Gesagten lassen meine Beobachtungen über Dissymmetrien manche Details unaufgeklärt. Immerhin wird der Hinweis, daß gewisse Linien Unregelmäßigkeiten zeigen, Interesse haben. Weitere Beobachtungen können vielleicht alle Details klarstellen.

Tabelle XII betrifft eine unsymmetrische Linie mit neun Komponenten. Es sind zwei rote und eine blaue $p$-Komponente vorhanden. Die letztere ist doppelt so stark verschoben wie die innere rote Komponente. Die andere rote Komponente hat den Wert des „normalen" Tripletts, steht aber in keiner einfachen Beziehung zu den übrigen $p$-Auflösungen oder zu den Auflösungen der $s$-Komponenten.

Tabelle XIII zeigt eine unsymmetrische Linie mit sieben Komponenten. Sowohl die $p$- wie die $s$-Komponente ist unsymmetrisch, aber die starke nicht verschobene $p$-Komponente ist die einzige, deren Lage mit wünschenswerter Genauigkeit bestimmt werden konnte.

Tabelle XIV enthält vier Linien mit je sechs Komponenten. Ihre hauptsächlichen Merkmale sind in den Fußnoten verzeichnet.

Tabelle XII.

| $\lambda = 3722{,}06$ Å.-E. | |
|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ |
| 2 | $+1{,}59\ s$ |
| 2 | $+0{,}99\ s$ |
| 8 | $+0{,}90\ p$ |
| 2 | $+0{,}38\ s$ |
| 2 | $-0{,}32\ s$ |
| 2 | $-0{,}45\ p$ |
| 2 | $-1{,}02\ s$ |
| 6 | $-1{,}11\ p$ |
| 1+ | $-1{,}62\ s$ |

Tabelle XIII.

| $\lambda = 3959{,}38$ Å.-E. | |
|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ |
| 1 | $-2{,}00\ s$ |
| 1 | $-1{,}42\ p$ |
| 1 | $-0{,}80\ s$ |
| 5 | $0\ p$ |
| 1 | $+0{,}98\ s$ |
| 1+ | $+1{,}23\ p$ |
| 1+ | $+1{,}87\ s$ |

Tabelle XIV.

| $\lambda = 4295{,}25$ Å.-E.[1] | | $\lambda = 3998{,}01$ Å.-E.[2] | |
|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ |
| 1 | $-2{,}45\ p$ | — | — — $s$ |
| 1 | $-1{,}94\ s$ | — | — — $s$ |
| 5 | $-1{,}11\ s$ | 12 | $-0{,}66\ p$ |
| 12 | $0\ p$ | 10 | $+0{,}97\ p$ |
| 7 | $+1{,}11\ s$ | — | + — $s$ |
| 1 | $+1{,}77\ p$ | — | + — $s$ |

| $\lambda = 3828{,}58$ Å.-E.[3] | | $\lambda = 3678{,}19$ Å.-E.[4] | |
|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ |
| 2 | $-1{,}63\ s$ | 1+ | $-2{,}20\ s$ |
| 1 | $-0{,}90\ s$ | 2 | $-1{,}36\ s$ |
| 7 | $-0{,}55\ p$ | 10 | $-0{,}26\ p$ |
| 5 | $+0{,}45\ p$ | 4 | $+0{,}26\ p$ |
| 2 | $+0{,}96\ s$ | 4 | $+0{,}88\ s$ |
| 1 | $+(1{,}30)\ p$ | 2 | $+2{,}08\ s$ |

Tabelle XV.

| $\lambda = 4342{,}45$ Å.-E. | | $\lambda = 4115{,}85$ Å.-E. | | $\lambda = 4100{,}57$ Å.-E. | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ |
| 1— | $-(1{,}56)\ ?\ s$ | 2 | $-1{,}66\ s$ | 2 | $-1{,}64\ s$ |
| 6 | $-1{,}11\ s$ | 2 | $-0{,}84\ p$ | 2 | $-0{,}52\ p$ |
| 12 | $-0{,}54\ p$ | 2 | $0\ p$ | 1+ | $0\ p$ |
| 5 | $+0{,}80\ p$ | 1+ | $+0{,}42\ p$ | 3 | $+0{,}69\ p$ |
| 6 | $+1{,}10\ s$ | 2 | $+1{,}66\ s$ | 3 | $+1{,}64\ s$ |

| $\lambda = 4075{,}92$ Å.-E. | | $\lambda = 3938{,}86$ Å.-E. | | $\lambda = 3822{,}33$ Å.-E. | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ |
| 2 | $-0{,}80\ s$ | 3 | $-1{,}39\ s$ | 6 | $-1{,}03\ s$ |
| 3 | $-1{,}27\ p$ | 3 | $-1{,}23\ p$ | 4 | $-0{,}85\ p$ |
| 3 | $0\ p$ | 1 | $0\ p$ | 2 | $-0{,}17\ p$ |
| 3 | $+0{,}95\ p$ | 8 | $+0{,}81\ p$ | 2 | $+1{,}12\ p$ |
| 1+ | $+0{,}80\ s$ | 4 | $+1{,}39\ s$ | 3 | $+1{,}33\ s$ |

| $\lambda = 3709{,}82$ Å.-E. | |
|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ |
| 1 | $-(1{,}55)\ p$ |
| 1 | $-(0{,}97)\ s$ |
| 5 | $0\ p$ |
| 3 | $+0{,}50\ s$ |
| — | $+\ ?\ p$ |

1) Das äußere Paar der $p$-Komponenten kann von Verunreinigungen herrühren. Im Spektrum zweiter Ordnung ist die $p$-Komponente in der Null-Lage auf der roten Seite diffus und sieht wie ein schwacher Trabant aus. Die Linie auf der „feldlosen" Platte ist gleichfalls auf der roten Seite diffus. Die Mitte der $s$-Komponenten wurde halbwegs zwischen den beiden stärkeren Komponenten angenommen. Wenn hier zwei Linien vorliegen, so ist die Hauptlinie ein symmetrisches Triplett und die schwächere ein symmetrisches Quadruplett mit größerer Zerlegung bei den $p$- als bei den $s$-Komponenten.

2) Es liegen vier, wenn nicht gar sechs $s$-Komponenten vor.

3) Die äußere blaue Komponente gehört möglicherweise der benachbarten Linie an.

4) Auf den „feldlosen" Platten sind im Spektrum zweiter Ordnung zwei Linien, sofern es sich nicht um die Umkehrung handelt, die sich im Spektrum erster Ordnung gezeigt haben

Tabelle XV enthält sieben Linien mit je fünf Komponenten. Von diesen sind mindestens sechs nur in bezug auf die $p$-Komponenten unsymmetrisch. Für die Komponenten der Linie $\lambda = 4115{,}85$ Å.-E. besteht das Verhältnis $0 \times 0{,}417$, $1 \times 0{,}417$, $2 \times 0{,}417$, $4 \times 0{,}417$. Die drei erstgenannten Werte stellen die unsymmetrischen $p$-Komponenten dar und der letztgenannte das symmetrische Paar der $s$-Komponenten. Bei den $p$-Komponenten von $\lambda = 3938{,}86$ Å.-E. finden wir die Werte $0 \times 0{,}41$, $2 \times 0{,}41$, $3 \times 0{,}41$; das ist praktisch dasselbe Intervall wie bei der vorgenannten Linie. Die $s$-Komponenten stehen aber in keiner offensichtlichen Beziehung zu diesem Intervall. Wir können versuchen, die $p$- und die $s$-Komponenten als Vielfache des Intervalls $\frac{a}{11}$ miteinander in Verbindung zu bringen. Wir haben dann $\frac{0 \cdot a}{11}$, $\frac{8 \cdot a}{11}$, $\frac{12 \cdot a}{11}$, $\frac{14 \cdot a}{11}$. Legen wir dieses Intervall bei der vorgenannten Linie zugrunde, so ergeben sich große Unstimmigkeiten in den Ablesungen. Bei der Linie $\lambda = 3709{,}82$ Å.-E. stehen die $s$-Komponenten hinsichtlich der Zerlegung nahezu im Verhältnis 1 : 2 und hinsichtlich der Intensität im Verhältnis 3 : 1.

Tabelle XVI enthält 33 Quadrupletts. Von diesen haben 24 unsymmetrische $p$-Komponenten und 15 unsymmetrische $s$-Komponenten. Sechs von diesen Linien sind „schief", d. h. es liegen auf der einen Seite von der Mitte aus mehr Komponenten als auf der anderen. Bei dreien von diesen Linien, nämlich bei $\lambda = 4619{,}67$ Å.-E., $\lambda = 4318{,}65$ Å.-E. und $\lambda = 4105{,}55$ Å.-E. ist das

Tabelle XVI.

| $\lambda = 4619{,}67$ Å.-E. | | $\lambda = 4352{,}87$ Å.-E. | | $\lambda = 4347{,}40$ Å.-E. | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ |
| 1— | −1,17 $s$ | 3 | −1,35 $s$ | 2 | −1,62 $s$ |
| 2 | −1,04 $s$ | 12 | −0,51 $p$ | 4 | −0,43 $p$ |
| 10 | 0 $p$ | 4 | +1,03 $p$ | 1+ | +0,81 $p$ |
| 5 | +1,11 $s$ | 3 | +1,35 $s$ | 2 | +1,62 $s$ |

| $\lambda = 4318{,}65$ Å.-E. | | $\lambda = 4165{,}92$ Å.-E. | | $\lambda = 4164{,}43$ Å.-E. | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ |
| 5 | −1,45 $s$ | 1 | −(1,05) $s$ | 5 | −1,18 $s$ |
| 10 | 0 $p$ | 3 | − 0,99 $p$ | 4 | −0,71 $p$ |
| 3 | +0,89 $s$ | 4 | + 0,76 $p$ | 3 | +0,44 $p$ |
| 1 | +2,00 $s$ | 1 | +(0,88) $s$ | 3 | +1,18 $s$ |

würde. Exner und Haschek geben nur eine Linie an. Angenommen, es handle sich um zwei Linien, so ist das innere Paar der $s$-Komponenten zu der stärkeren Linie (oder der roten $p$-Komponente) symmetrisch; man ist dann aber in Verlegenheit, was mit dem äußeren Paar der $s$-Komponenten anzufangen ist.

| $\lambda = 4105{,}55$ Å.-E. | | $\lambda = 4060{,}03$ Å.-E. | | $\lambda = 4050{,}02$ Å.-E. | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ |
| 2 | −1,31 $s$ | 1 | −(1,03) $s$ | 3 | −1,59 $s$ |
| 1 | −0,76 $s$ | 1— | −(0,70) $p$ | 8 | 0 $p$ |
| 8 | 0 $p$ | 2 | +(0,36) $p$ | 1 | +0,84 $s$ |
| 6 | +1,04 $s$ | 1 | +(1,03) $s$ | 1 | +2,44 $s$ |

| $\lambda = 4036{,}22$ Å.-E. | | $\lambda = 4027{,}15$ Å.-E. | | $\lambda = 3993{,}86$ Å.-E. | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ |
| 1 | −1,73 $s$ | 2 | −1,15 $s$ | 1 | −(1,10) $s$ |
| 1 | −0,55 $s$ | 3 | −0,27 $p$ | 1+ | −(0,38) $p$ |
| 6 | 0 $p$ | 2 | +0,38 $p$ | 1 | +(0,76) $p$ |
| 3 | +1,84 $s$ | 2 | +1,15 $s$ | 1 | +(1,10) $s$ |

| $\lambda = 3955{,}28$ Å.-E. | | $\lambda = 3895{,}55$ Å.-E.[1] | | $\lambda = 3873{,}56$ Å.-E. | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ |
| 1+ | −1,53 $s$ | 8 | −1,02 $s$ | 2 | −0,66 $s$ |
| 5 | −0,74 $p$ | 5 | −0,11 $p$ | 5 | −0,31 $p$ |
| 3 | +0,38 $s$ | 2 | +0,23 $p$ | 1 | +0,96 $p$ |
| 2 | +1,48 $p$ | 8 | +1,02 $s$ | 1 | +1,30 $s$ |

| $\lambda = 3867{,}42$ Å.-E. | | $\lambda = 3866{,}21$ Å.-E. | | $\lambda = 3842{,}69$ Å.-E. | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ |
| 1 | −0,38 $s$ | 7 | −0,60 $s$ | 2 | −1,25 $s$ |
| 3 | −0,42 $p$ | 3 | −0,82 $p$ | 2 | −0,38 $p$ |
| 1+ | +1,32 $p$ | 6 | +0,46 $p$ | 1 | +0,76 $p$ |
| 1 | +0,38 $s$ | 3 | +1,26 $s$ | 1 | +1,56 $s$ |

| $\lambda = 3838{,}01$ Å.-E. | | $\lambda = 3827{,}07$ Å.-E. | | $\lambda = 3815{,}95$ Å.-E.[2] | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ |
| 2 | −1,54 $s$ | 1 | −0,66 $s$ | 3 | −0,53 $s$ |
| 4 | 0 $s$ | 3 | −0,80 $p$ | 5 | −0,19 $p$ |
| 12 | 0 $p$ | 5 | +0,52 $p$ | 1 | +1,68 $p$ |
| 3 | +1,70 $s$ | 2 | +0,38 $s$ | 1 | +1,73 $s$ |

| $\lambda = 3814{,}12$ Å.-E. | | $\lambda = 3813{,}79$ Å.-E.[3] | | $\lambda = 3790{,}10$ Å.-E.[4] | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda/\lambda^2$ |
| 1— | −(0,90) $s$ | — | — — $s$ | 5 | −0,51 $s$ |
| 1 | −(0,79) $p$ | 3 | −0,40 $p$ | — | — — $p$ |
| 1 | +(0,79) $p$ | 1 | +0,53 $p$ | 2 | +0,68 $p$ |
| 2 | +(0,32) $s$ | 3 | +1,31 $s$ | 1 | +0,98 $s$ |

1) Die $s$-Komponenten sind im Spektrum erster Ordnung, die $p$-Komponenten im Spektrum zweiter Ordnung gemessen.

2) Die Komponenten mit der Intensität 1 könnten der Linie $\lambda = 3815{,}78$ Å.-E. angehören, deren blaue Komponenten zu sehen sind. Letztere würde dann unsymmetrisch sein. Nehmen wir dies an, so haben wir keine blauen Komponenten für diese stärkere Linie.

3) Exner gibt für diese Linie den Wert $\lambda = 3813{,}85$ Å.-E. an. Dadurch würde die Dissymmetrie größer werden.

4) Die $ss$-Komponente wird durch die $sb$-Komponente von $\lambda = 3790{,}26$ Å.-E. teilweise überdeckt.

| $\lambda = 3783{,}15$ Å.-E.[1] | | $\lambda = 3778{,}00$ Å.-E.[2] | | $\lambda = 3776{,}10$ Å.-E. | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda\lambda^2$ |
| — | —(1,13) $s$ | 3 | —0,27 $s$ | 4 | —1,07 $s$ |
| 8 | —0,51 $p$ | 2 | —0,27 $p$ | 6 | —1,08 $p$ |
| 6 | +1,00 $p$ | 1— | +0,94 $p$ | 5 | +1,59 $p$ |
| 6 | +(1,13) $s$ | 1 | +1,16 $s$ | 3 | +1,55 $s$ |

| $\lambda = 3775{,}47$ Å.-E. | | $\lambda = 3771{,}80$ Å.-E.[3] | | $\lambda = 3770{,}25$ Å.-E. | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda\lambda^2$ |
| 1— | —1,05 $s$ | 3 | —1,05 $s$ | — | —(1,17) $s$ |
| 2 | —0,57 $p$ | 2 | —0,91 $p$ | 6 | —0,65 $p$ |
| 1 | +0,85 $p$ | 1— | +(1,81) $p$ | 4 | +0,95 $p$ |
| 2 | +0,48 $s$ | 1— | +(1,55) $s$ | 3 | +0,55 $s$ |

| $\lambda = 3751{,}90$ Å.-E.[4] | | $\lambda = 3712{,}80$ Å.-E. | | $\lambda = 3617{,}88$ Å.-E.[5] | |
|---|---|---|---|---|---|
| $i$ | $\Delta\lambda\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda\lambda^2$ | $i$ | $\Delta\lambda\lambda^2$ |
| 1— | —(—) $s$ | 2 | —1,36 $s$ | 1— | — — $s$ |
| 1 | 0 $s$ | 3 | —1,30 $p$ | 2 | —1,02 $p$ |
| 2 | 0 $p$ | 5 | +0,59 $p$ | 1 | +2,04 $p$ |
| 1 | +1,46 $s$ | 2 | +1,36 $s$ | 1— | + — $s$ |

Mittel aus den beiden Zerlegungen auf der einen Seite symmetrisch zur Lage der dritten Komponente auf der anderen Seite der Mitte. Dasselbe gilt vermutlich auch für die Linie $\lambda = 4050{,}02$ Å.-E., aber nicht für $\lambda = 4036{,}22$ Å.-E. Der Abstand zwischen diesen beiden Komponenten, die als eine Aufspaltung einer Komponente erscheinen, ist bei diesen Linien sehr verschieden. Bei der Linie $\lambda = 4619{,}67$ Å.-E. erscheinen die beiden $s$-Komponenten auf der einen Seite auf den bei der schwächeren magnetischen Feldstärke aufgenommenen Platten nicht getrennt, sondern zeigen das Aussehen einer verbreiterten Linie. Viele andere Linien haben Komponenten von solch verbreitertem Charakter (siehe S. 298 „drittens"). Wir finden bei den Zerlegungen dieser Komponenten die Verhältnisse 1 : 2, 2 : 3 und 3 : 4, wo wir das Verhältnis 1 : 1 erwarten sollten. Einige von diesen Verhältnissen kommen mehr als einmal vor. Die Linien sind dann aber ungleich, weil diese Proportionalitätsfaktoren mit verschiedenen Größen (den sogenannten „Intervallen") multipliziert werden müssen, um die beobachteten Zerlegungen zu ergeben. Linien, welche für die $p$- oder $s$-Komponenten dieselben Abstände haben, haben gewöhnlich verschiedene Abstände für ihre $s$- oder $p$-Komponenten, wie ich schon bei den symmetrischen Quadrupletts der Tabellen X und XI bemerkt habe. Dieses Charakteristikum verringert die Möglichkeit für das Auftreten von Duplikaten bedeutend.

Ich habe 663 Tripletts ausgemessen. Ich fand Zerlegungen zwischen den Grenzen 0,64 und 2,63. Von 0,70 bis 1,80 kann man fast für jede Wertstufe von 0,01 einen oder mehrere Fälle von Zerlegung finden. Da der Fehler beträchtlich größer sein kann als dieser Betrag, so besteht keine Möglichkeit, sie irgendwie zu einer kleineren Anzahl von Größenstufen zusammenzufassen. Indessen hat es allerdings den Anschein, als bestehe eine Verwandtschaft zwischen diesen Linien. Eine Linie mit gegebener Zerlegung hat oft einen eng benachbarten Trabanten mit einer Zerlegung von derselben Größe. Zuweilen verhalten sich mehr als zwei eng benachbarte Linien gleich. Die photographischen Platten lassen ferner analog ganze Linienbündel oder Liniengruppen vermuten. Das auffälligste derartige Bündel ist in Tabelle XVII wiedergegeben. Es mag sechs bis sieben Linien mit identischer Zerlegung haben. Diese sechs Linien unterscheiden sich nur wenig von dem normalen Triplett nach Runge ($a = 1{,}105$) und sind vielleicht mit ihm identisch. In einem anderen Bündel, das in Tabelle XVIII wiedergegeben ist, sind von den sechs Linien drei gleich.

Naturgemäß sucht man nach einer Wiederholung dieser Bündel oder Gruppen längs des ganzen Spektrums, wie man sie in den Spektralserien findet. Derartige Gruppen könnten im allgemeinen Linien mit Zerlegungen von verschiedener Größe und Linien mit verschiedener Anzahl von Komponenten haben. Eine Gruppe

Tabelle XVII.

| $\lambda$ | $i$ | | | $\Delta\lambda\lambda^2$ |
|---|---|---|---|---|
| 4383,69 | 1+ | 5 | 1 | 1,28 |
| 4382,10 | 25 | 50 | 25 | 1,11 |
| 4381,61 | — | 10 | 5 | 1,14 |
| 4378,34 | 1+ | 5 | 1 | 1,11 |
| 4377,50 | 2+ | 8 | 2 | 1,14 |
| 4375,77 | 1 | 5 | 1 | 1,12 |
| 4374,96 | 6 | 15 | 6 | 1,12 |

Tabelle XVIII.

| $\lambda$ | $i$ | | | $\Delta\lambda\lambda^2$ |
|---|---|---|---|---|
| 4286,90 | 2 | 4 | 2 | 1,17 |
| 4286,38 | 3 | 8 | 3 | 1,17 |
| 4285,38 | 2 | 4 | 2 | 0,72 |
| 4285,15 | 4 | 8 | 4 | 0,86 |
| 4283,70 | 6 | 10 | 8 | 1,35 |
| 4283,25 | 1 | 3 | 1 | (1,17) |

1) Die $sr$-Komponente ist teilweise überdeckt. Die Linie $\lambda = 3783{,}27$ Å.-E. nach Exner und Haschek habe ich nicht gefunden. Vielleicht könnte sie diese sein.

2) Es schien, als ob die schwachen blauen Komponenten irgendeiner anderen Linie angehören könnten. Dann würden die $s$- und die $p$-Komponenten der Lage nach identisch sein, aber es würden nur rote Komponenten vorhanden sein.

3) Die $pb$-Komponente ist teilweise überdeckt. Die $sb$-Komponente ist breit und möglicherweise doppelt. Ihre Mitte wurde gemessen, wie angegeben. Sie ist sicherlich unsymmetrisch.

4) Diese Linie ist vielleicht symmetrisch. Die $sr$-Komponente ist diffus.

5) Die $s$-Komponente ist diffus, aber kleiner als die $p$-Komponente.

Tabelle XIX.

| $\lambda$ | $i$ | | | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | $-s$ | $p$ | $+s$ | $-s$ | $p$ | $+s$ |
| 3875,85 | 6 | 8 | 4 | 2,10 | 0 | 1,07 |
| 3875,56 | 3 | 2 | 2 | 1,26 | +0,888 | 0,26 |
| 3875,00 | 2 | 10 | 8 | 1,37 | 0 | 1,00 |
| 3874,35 | 1 | 6 | 4 | 1,35 | −0,23 | 0,66 |
| 3867,02 | 6 | 7 | 5 | 1,02 | 0 | 0,52 |
| 3854,61 | 25 | 15 | 12 | 1,08 | 0 | 1,78 |
| 3836,65 | 3 | 15 | 10 | 1,30 | 0 | 0,66 |
| 3831,90 | 8 | 20 | 5 | 0,86 | 0 | 1,62 |
| 3820,09 | 1− | 3 | 2 | 0,93 | 0 | 0,69 |
| 3819,44 | 2 | 6 | 6 | 0,82 | +0,22 | 0,55 |
| 3819,25 | 1− | 3 | 3 | 1,07 | 0 | 0,43 |
| 3815,16 | 2 | 8 | 5 | 0,92 | 0 | 0,43 |
| 3810,00 | 5 | 20 | 8 | 1,71 | 0 | 0,84 |
| 3801,61 | 2 | 6 | 5 | 1,28 | +0,37 | 0,64 |
| 3798,25 | 2 | 6 | 2 | 1,45 | 0 | 1,82 |
| 3797,66 [1] | 2 | 8 | 5 | 1,41 | 0 | 2,25? |
| 3795,53 | 2 | 5 | 5 | 1,09 | 0 | 0,74 |
| 3787,04 | 1 | 8 | 2 | 1,42 | 0 | 1,13 |
| 3772,41 | 5 | 6 | 3 | 0,94 | 0 | 1,86 |
| 3769,80 | 2 | 1 | 1+ | 1,09 | 0 | 1,20 |
| 3768,62 [1] | 3 | 5 | 4 | 1,20 | 0 | 1,49 |
| 3764,01 | 1 | 1 | 1 | 0,81 | 0 | 0,98 |
| 3761,28 | 4 | 10 | 6 | 1,87 | 0 | 1,30 |
| 3760,48 | 2 | 5 | 1− | 0,49 | 0 | (2,42)? |
| 3759,46 | 3 | 5 | 5 | 1,47 | 0 | 1,06 |
| 3748,45 | 2 | 10 | 4 | 1,50 | 0 | 0,90 |
| 3744,89 | 2 | 10 | 5 | 1,76 | 0 | 0,93 |
| 3723,85 | 2 | 6 | 5 | 1,50 | 0 | 1,17 |
| 3706,15 | 2 | 4 | 1 | 0,48 | 0 | 0,95 |
| 3656,31 | 2 | 6 | 1 | 0,55 | 0 | 1,13 |

vom Typus der in der Tabelle XVII angegebenen ist von allen Typen am leichtesten zu erkennen. Indessen sind meine bezüglichen Nachforschungen ohne Erfolg geblieben.

Tabelle XIX gibt eine Reihe von unsymmetrischen Tripletts. Die Zerlegungen sind in drei Spalten aufgeführt: die Spalte „$-s$" enthält die rote Komponente der Schwingung senkrecht zu den Kraftlinien und die Spalte „$+s$" die blaue Komponente derselben Schwingung.

Tabelle XX gibt einige Linien wieder, bei denen sich eine kleine Verschiebung der $s$- und der $p$-Schwingungen, aber ohne Zerlegung, zeigte. Diese Werte ließen sich nicht genau bestimmen, weil die „feldlosen" Linien, die im allgemeinen sehr scharf waren, im vorliegenden Falle breit

Tabelle XX.

| $\lambda$ | $i$ | | | $\Delta\lambda/\lambda^2$ | |
|---|---|---|---|---|---|
| | feldlos | $s$ | $p$ | $s$ | $p$ |
| 3870,30 | 1 | 6 | 4 | −0,23 | 0 |
| 3870,13 | 2 | 3 | 3 | +0,23 | 0 |
| 3869,54 | 2 | 5 | 5 | −0,26 | 0 |
| 3868,04 | 2 | 3 | 3 | −0,23 | +0,52 |
| 3867,77 | 2 | 3 | 3 | −0,69 | −0,60 |
| 3829,81 | 1 | 4 | 3 | −0,27 | 0 |
| 3808,80 | 1− | 1+ | 1+ | −0,31 | +0,26 |
| 3751,22 | 2 | 1 | 2 | +0,33 | −0,22 |

1) Teilweises Übergreifen auf die blaue Komponente.

waren und zuweilen einen Raum so groß wie die verzeichnete Entfernung zwischen den $p$- und den $s$-Schwingungen einnahmen. So viel scheint aber durchaus sicher, daß die $p$- und die $s$-Komponenten nicht symmetrisch zu der breiten „feldlosen" Linie lagen. Fünf von diesen Linien liegen in einem sehr engen Gebiet.

Tabelle XXI enthält ein paar ausgewählte Beispiele aus der Reihe der unzerlegten Linien. Ich habe in dieser Tabelle die Intensität für die Linien angegeben für den Fall, daß kein Feld auf den Funken wirkte, sowie für die $s$- und für die $p$-Komponenten bei Einwirkung des Feldes. Es finden sich hier nämlich schon eigentümliche Verhältnisse. Die Gruppen „$A$", „$B$" und „$C$" sind Vertreter je eines ganz engen Spektralbezirkes. In der Gruppe „A" ist bei allen Linien, mit Ausnahme von vieren, die Intensität der $s$-Komponente größer als die der $p$-Komponente. In der Gruppe „$B$" sind die Intensitäten der $p$- und der $s$-Komponente nahezu gleich. In der Gruppe „$C$" hingegen ist mit einer Ausnahme die Intensität der $p$-Komponente größer als die der $s$-Komponente. Diese Gruppen wiederholen sich in der ganzen Reihe der unzerlegten Linien mehrfach. Die Gruppe „$D$" umfaßt eine Reihe von Linien, die sich möglicherweise zu ganz engen Paaren zusammenfassen lassen. Es ist durch Zeeman festgestellt, daß das Verhältnis der Intensitäten der $p$- und

Tabelle XXI.

| $\lambda$ | $i$ feldlos | $s$ | $p$ | |
|---|---|---|---|---|
| 3851,72 | 1+ | 3 | 3 | |
| 3851,36 | 2 | 2 | 4 | |
| 3851,24 | 2 | 1 | 1— | |
| 3851,09 | 1 | 2 | 1— | |
| 3850,93 | 2 | 2 | 1— | |
| 3850,74 | 1 | 1— | — | |
| 3850,56 | 1 | 1 | 1— | „A“ |
| 3850,39 | 1 | 1 | 3 | |
| 3850,23 | 5 | 3 | 10 | |
| 3850,06 | 1 | 3 | 2 | |
| 3849,83 | 1 | 2 | 2 | |
| 3849,43 | 1 | 5 | 3 | |
| 3849,07 | 2 | 8 | 12 | |
| 3848,93 | 1— | 1 | 3 | |
| 3846,40 | 2 | 6 | 8 | |
| 3846,16 | 1 | 1 | 2 | |
| 3845,68 | 3 | 8 | 8 | |
| 3845,16 | 2 | 6 | 6 | „B“ |
| 3844,81 | — | 1 | 1 | |
| 3844,37 | 3 | 8 | 7 | |
| 3844,18 | 1 | 2 | 2 | |
| 3843,57 | 2 | 2 | 3 | |
| 3841,87 | 1 | — | 3 | |
| 3841,14 | 1— | 1— | 4 | |
| 3840,99 | 3 | — | 1 | „C“ |
| 3840,61 | 3 | 6 | 7 | |
| 3839,56 | 2 | — | 3 | |
| 3839,33 | 2 | 7 | 5 | |
| 3865,54 | — | 1 | 2 | |
| 3865,33 | 1 | 4 | — | |
| 3865,14 | 1 | — | — | |
| 3865,00 | — | 1 | 1— | |
| 3861,86 | 1 | 5 | 4 | |
| 3861,69 | 5 | 5 | 12 | „D“ |
| 3814,99 | 1 | 5 | 3 | |
| 3814,87 | 2 | 5 | 7 | |
| 3814,73 | 1 | 1— | — | |
| 3764,48 | 1— | 3 | 1 | |
| 3764,26 | 1 | — | 1 | |

der $s$-Komponenten durch den Vorgang der Metallreflexion am Gitter beeinflußt werden kann. Aber um eine solche Wirkung kann es sich hier nicht handeln, da die Linien mit verschiedenen Intensitätsverhältnissen einander ganz nahe liegen. Vermutlich gehen diese Effekte auf eine magnetische Orientierung der leuchtenden Moleküle zurück, wie sie Voigt bei der Theorie des Zeemaneffektes voraussetzt.

Die Tabellen XIX, XX und XXI enthalten Beispiele aus einem engen Bezirk des Spektrums, der sich allgemein dadurch charakterisieren läßt, daß er gänzlich von dem übrigen Thoriumspektrum verschieden ist, und daß der Zeemaneffekt außergewöhnlich oder das Fehlen des Zeemaneffektes häufig ist. Diesem Bezirk gehören auch eine große Anzahl der in den anderen Tabellen verzeichneten unsymmetrischen Linien an. Bei ungefähr $\lambda = 3884$ Å.-E. beginnt die Kohlenstoffbande, deren Linien sich ein Stück weit nach der violetten Seite hin erstrecken. Die genannte Gruppe von Linien dürfte ebenfalls ungefähr an diesem Punkte beginnen. Ich habe zunächst einige der Exner- und Haschekschen Linien ausgelassen, in der Meinung, daß sie der Kohlenstoffbande angehörten. Die erste in diesem Bezirk gemessene Linie ist $\lambda = 3875{,}85$ Å.-E. und die letzte $\lambda = 3656{,}31$ Å.-E. Am Anfang der Gruppe sind die Linien im Magnetfelde entweder unsymmetrisch, oder unzerlegt, oder ein wenig verschoben. Am Anfang dieser Gruppe finden sich keine symmetrischen Typen; je weiter man indessen nach der violetten Seite hin fortschreitet, um so mehr nimmt die Zahl der symmetrischen Linien zu. Bei $\lambda = 3700$ Å.-E. überwiegen die symmetrischen Linien, aber Spuren einer Dissymmetrie finden sich noch bis herab zu $\lambda = 3656{,}31$ Å.-E.

Außerhalb dieses Bezirkes findet sich nur eine kleine Anzahl unzerlegter Linien. Einige von ihnen scheinen paarweise und gruppenweise miteinander verwandt zu sein. Ich habe diese Linien in Tabelle XXII zusammengefaßt. Die Paare sind in dieser Tabelle durch kleine und die Gruppen durch große Klammern kenntlich gemacht.

Tabelle XXII.

| $\lambda$ | $i$ $s$ | $p$ |
|---|---|---|
| 4184,95 | 5 | 7 |
| 4183,76 | 5 | 5 |
| 4180,99 | 5 | 4 |
| 4176,55 | 4 | 3 |
| 4175,00 | 1 | 1 |
| 4155,59 | 1 | 2 |
| 4155,46 | 4 | 5 |
| 4152,45 | 2 | 3 |
| 4146,13 | 3 | 3 |
| 3597,59 | 2 | 3 |
| 3590,42 | 4 | 3 |
| 3590,08 | 2 | 2 |
| 3589,22 | 5 | 6 |
| 3588,50 | 8 | 2 |
| 3579,62 | 10 | 2 |
| 3570,03 | 3 | 4 |
| 3569,82 | 3 | 3 |
| 3545,59 | 5 | 6 |
| 3545,19 | 3 | 4 |
| 3544,25 | 2 | 3 |

## Dritter Teil.

### Schlußfolgerungen.

1. Linien mit sechs oder mehr Komponenten sind beim Thorium verhältnismäßig wenig vertreten. Die Zerlegungen sind bei sehr vielen von ihnen Multipla kleinerer Werte. Diese kleinen

Werte stehen nicht in enger Beziehung zu aliquoten Teilen einer „normalen" Zerlegung.

2. Es finden sich zahlreiche Linien, die sowohl hinsichtlich der Zerlegung als auch hinsichtlich der Intensität unsymmetrisch sind. Die stärkere Komponente ist stets die weniger verschobene.

3. Es finden sich einige wenige Linien mit ungleicher Anzahl von Komponenten zu beiden Seiten der Null-Lage.

4. Es finden sich sehr viele Linien, die hinsichtlich der Intensität unsymmetrisch sind, aber keinerlei Dissymmetrie der Lage zeigen.

5. Die Komponenten sind oft in bezug auf die Breite unsymmetrisch; d. h., die eine Komponente ist scharf und ihre Gegnerin auf der anderen Seite breit. Einige dieser breiten Komponenten sehen so aus, als ob sie sich bei höheren Feldstärken auflösen und dann Linien vom Typus der unter 3 genannten liefern würden.

6. Es finden sich zahlreiche Linien, die zwar im Magnetfelde nicht zerlegt, aber durch das Feld in eigentümlicher Weise beeinflußt werden. Einige unter ihnen schwingen stärker in Richtung senkrecht zu den Kraftlinien als parallel zu diesen, bei anderen ist das Gegenteil der Fall. Einige von ihnen sind möglicherweise paarweise miteinander verwandt; andere gehören vielleicht gruppenweise zusammen.

7. Zahlreiche Tripletts haben einen oder mehrere eng benachbarte Begleiter von gleicher Zerlegung, die auf Paare und Gruppen eng verwandter Linien schließen lassen, wie man sie in den Serien findet.

8. Es findet sich oft eine mehrfache Beziehung hinsichtlich der Größe der Zerlegung unsymmetrischer Komponenten. Das würde ein bloß zufälliges Zusammentreffen sein, wenn die Dissymmetrie von der Feldstärke unabhängig oder deren Quadrat proportional wäre.

9. Die Typen der Zerlegung bei Linien mit mehreren Komponenten sind keine Wiederholungen von Typen, die ich bei anderen Stoffen gefunden habe. Es liegen Gründe dafür vor, Tripletts und Quadrupletts von einem solchen Vergleich auszuschließen.

Brace Laboratorium, Universität von Nebraska, im Februar 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 2. März 1909.)

## Über einige anomale Zeeman-Effekte im Spektrum von Thorium.

(Bemerkungen zu der vorstehenden Arbeit des Herrn B. E. Moore.)

Von W. Ritz.

Die von Herrn Moore bei Thorium beobachteten komplizierten Zerlegungen zeichnen sich durch einige bisher nicht bekannte Eigentümlichkeiten aus, die ich im folgenden hervorheben möchte.

Wie Verf. gezeigt hat [1]), entsprechen die bisher bekannten Zerlegungen, in der Skala der Schwingungszahlen $\nu$ gemessen, den Formeln

$$\nu = \nu_0 + m\omega \qquad (1)$$

für die Schwingungen parallel zum Feld ($p$),

$$\nu = \nu_0 + \omega' + n\omega \qquad (2)$$

für die Schwingungen senkrecht zum Feld ($s$).

Es sind $\omega$, $\omega'$ zwei geeignete Konstanten, $m$, $n$ ganze Zahlen, für die meist nur die Werte 0, 1, 2 in Betracht kommen. Mit anderen Worten, die beiden ($s$)-Gruppen entstehen aus der ($p$)-Gruppe durch eine geeignete Verschiebung derselben nach rechts und nach links. Wieviel Linien dieses (unendlichen) Schemas wirklich beobachtbar sind, und ob Lücken vorhanden, bleibt theoretisch unbestimmt.

Im einfachsten Falle bestehen die Gruppe der ($p$) und die zwei Gruppen der ($s$) je aus äquidistanten Linien, und der Abstand ist $\omega$ für alle drei Gruppen. Auch bei Thorium ist dem so in der Mehrzahl der Fälle, insbesondere bei den Linien 4448,00; 4094,99; 4086,71; 4019,30; 3704,16; 3549,83 [2]). Bei 3929,74 dagegen ist der Abstand der ($s$) (beob.: 0,28) genau halb so groß wie der der $p$-Komp. (beob.: 0,57; 0,55; 0,55); es ist jede zweite Linie des Schemas (1) zu schwach, um wahrgenommen zu werden, falls sie existiert. Oder auch: es kommen in (1) nur gerade $m$, in (2) aber gerade und ungerade $n$ vor.

Bei 4277,49 hat $n$ die Werte 0, 2, $m$ den Wert 3; längere Eposition würde wahrscheinlich die dem Wert $m = 1$ entsprechenden ($p$)-Komponenten $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2} = \pm 0{,}26$ hervorbringen. Die Abstände sind wie 1 zu 3. Bei 3792,52 ist $m = 0, 3$, $n = 1$ zu setzen; die Abstände verhalten sich wie 2 zu 3.

Endlich bei 4142,87 verhalten sich die Abstände wie 3 zu 4, und zwar genau, wie die Koinzidenz der $p$ und $s$ bei 1,34 zeigt (beob.: 1,34; 1,32; 1,35; 1,35); es ist $m = 2, 6, 10$; $n = 0, 3$. Im Gegensatz zu den meisten andern Zerlegungen sind hier für die Darstellung nach der Rungeschen Regel und nach obigen Formeln dieselben ganzen Zahlen erforderlich, so daß diese Linie zwischen den beiden Gesetzen keine Entscheidung bringt. Dem ist stets so, wenn, wie eben bei 4142,87, eine der $s$-Komponenten die frühere Lage der Linie einnimmt: dann fordern die Formeln (1), (2) ein rationales Verhältnis aller Abstände, womit der eine Teil

1) Ann. d. Phys. **25**, 660, 1908.

2) Bei 4282,20; 4202,03; 4180,15; 4116,91; 4069,40; 3434,09; 3338,00 sind die $p$-Komponenten aber äquidistant, von den $s$ ist nur je eine gemessen worden, so daß eine Prüfung der Formeln nicht möglich ist.

der Rungeschen Regel erfüllt ist. Ob die Abstände mit der „Normalzerlegung" rational zusammenhängen, läßt sich zurzeit nicht prüfen, weil die Unsicherheit des Wertes $\frac{e}{m}$ der Kathodenstrahlen, und somit der Normalzerlegung, noch zu groß ist. — Der entgegengesetzte Fall tritt bei 4086,71 ein: es sind die Abstände der $s$- bzw. $p$-Komponenten untereinander: 0,88; 0,90; 0,89; 0,83; 0,83; 0,85; sie sind äquidistant innerhalb der Fehlergrenzen, mit $\omega = 0{,}863$, $m = 1, 3$; $n = 1, 3$. Die innerste $s$-Komponente liegt aber nur um 0,16 von der Nullage entfernt, so daß ein rationales Verhältnis $\omega'/\omega$ sehr unwahrscheinlich ist, und man bei Anwendung der Rungeschen Regel hier, wie in vielen andern Fällen, auf sehr große ganze Zahlen geführt wird. Es ist möglich, daß diese Regel nur unter besonderen Umständen, etwa bei speziellen Symmetrieverhältnissen des schwingenden Systems, Geltung hat.

Die Zerlegung von 3649,90 läßt einen sicheren Schluß nicht zu; weitere für die Prüfung der Formeln in Betracht kommende Linien hat Herr Moore nicht beobachtet.

Göttingen, Februar 1909.

(Eingegangen 2. März 1909.)

## Eine Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums [1].

Von Felix Ehrenhaft.

Es wird im nachfolgenden versucht, die Bestimmung des elektrischen Elementarquantums, jener kleinsten Elektrizitätsmenge, die bisher konstatiert werden konnte, auf einem von den bekannten Methoden unabhängigen Wege durchzuführen. Dieser wird, wie es scheint, bei weiterer Vervollkommnung genaue Werte ergeben und erscheint überdies prinzipiell einfach in seinen Voraussetzungen und einfach in seiner Durchführung. Bis auf ein Voltmeter zur Bestimmung der Spannung eines Kondensators ist das Mikroskop das einzige Meßinstrument, das in Verwendung tritt.

Seit die Untersuchungen von E. Rutherford über die Ladung und Natur des $\alpha$-Teilchens darauf hinweisen, daß die Messungen von J. J. Thomson, H. A. Wilson und Millikan ebenso zu kleine Werte des Elementarquantums zu ergeben scheinen, wie daß dieser Wert sich auch aus der mittleren Lebensdauer des Radiums zu klein berechnet, ist es um so wesentlicher, diese wichtige Naturkonstante auf einem ganz unabhängigen Wege festzustellen.

Der Verfasser hat in der Untersuchung „Über eine der Brownschen Molekularbewegung in den Flüssigkeiten gleichartige Molekularbewegung in den Gasen" [1] die Bewegung jener Metallteilchen oder Verbrennungsprodukte von Metallen einer Untersuchung unterzogen, die in atmosphärischer Luft kondensieren, wenn man einen Gleichstromlichtbogen von zirka 40 Volt Spannung und 3—4 Ampere Stromstärke zwischen Metallelektroden von 0,5 cm Durchmesser unter einer Glasglocke übergehen läßt. Der Bewegungszustand dieser Teilchen, die je nach ihrer Größe kürzer oder länger in der Atmosphäre suspendiert bleiben, ist leicht beobachtbar, wenn man den Gasstrom in eine unmittelbar vor die Frontlinse eines Mikroskops oder, wie es in folgenden Untersuchungen erfolgte, in eine vor das Objektiv $C$ der Zeißschen Anordnung des Ultramikroskops aufgesteckte Küvette ansaugt. Orientiert man in dieser Küvette einen kleinen Plattenkondensator, der bei nachfolgenden Untersuchungen ein horizontal gerichtetes homogenes Kraftfeld von 2,5 elektrostatischen Einheiten erzeugte, dann zeigt sich, daß alle diese Metallteile des Silbers, der Zinkwolle, des Platins usw., ferner auch Verbrennungsgase, in denen diskrete Partikel erkennbar sind, den Gesetzen der Elektrostatik gehorchen. Nach Einschalten des Feldes bewegt sich ein Teil der sichtbaren diskreten Partikel in Richtung der Anode, ein Teil in Richtung der Kathode, und nur einzelne ungeladene Teilchen bleiben unbeweglich im Felde zurück [2].

Man muß also schließen, daß diese kleinen Massen teilweise positive, teilweise negative Ladungen tragen, und zwar aus Ursachen, die zunächst für nachfolgende Untersuchungen belanglos erscheinen.

Man hat es also hier mit mikroskopisch sichtbaren Partikeln der Materie zu tun, die elektrische Ladungen tragen. Wir gehen nun daran, deren mittlere Ladung und mittlere Masse zu bestimmen.

Betrachten wir die Bewegung einer solchen Partikel im Felde der Erdschwere, dann bestimmt sich die Fallgeschwindigkeit aus der Stokesschen Formel der Mechanik mit jenem Grade der Genauigkeit, mit dem die Stokessche Formel auch für die Gase gilt. Bedeutet $a$ den mittleren Teilchenradius, $s$ die Dichte der Substanz, $\varrho = 1{,}8 \cdot 10^{-4}$ den Koeffizienten der innern Reibung, dann wird die Fallgeschwindigkeit $u$, sobald die Bewegung des Teilchens gleichförmig erfolgt, durch die Beziehung

1) Zum Teil aus den Sitzungsberichten der Kais. Akademie der Wissenschaften in Wien, math.-naturw. Klasse, Abt. IIa, Sitzung vom 4. März 1909.

1) Wiener Sitzungsberichte, math.-naturw. Klasse, Bd. CXVI, Abt. IIa, Juli 1907.

2) Ähnliche Beobachtung macht M. de Broglie an Gasen, durch die eine Induktoriumsentladung zwischen Platinelektroden geleitet wurde. Annales de ch. et de ph., VIII. Serie, T. XVI, Januar 1909.

$$\frac{2 \cdot 981}{9} \frac{a^2 s}{\varrho} = u \qquad (1)$$

reguliert, wofern die Masse des Teilchens von jener Größenordnung ist, in der die Fallbewegung nicht mehr wesentlich durch die Impulse der Brownschen Bewegung beeinflußt oder überdeckt wird[1]).

Ebenso ergibt sich die Beweglichkeit pro Sekunde $\omega$ eines derartigen Teilchens von der statischen Ladung $\epsilon$ im homogenen Felde einer statischen Einheit pro cm aus der Beziehung

$$\epsilon = 6\pi\varrho a\omega. \qquad (2)$$

Bei Kenntnis der Fallgeschwindigkeit $u$ und Beweglichkeit $\omega$ im statischen Felde folgt somit aus Gleichungen (1) und (2) die Ladung

$$\epsilon = \frac{18\pi}{\sqrt{2 \cdot 981}} \cdot \frac{\varrho^{3/2} u^{1/2} \omega}{s^{1/2}}, \qquad (3)$$

demnach mechanische Masse und Ladung aus den Ablenkungen im Felde der Erdschwere und im elektrostatischen Felde.

Diese Bestimmungen wurden zunächst an nach auf eingangs erwähnte Art suspendierten Silberteilchen vorgenommen.

Zur Bestimmung der Beweglichkeit $\omega$ wurde der Gasstrom in die Küvette gesaugt, zur Ruhe gebracht und sodann durch einen Kommutator eine Spannung von 2,5 elektrostat. Einh. pro cm angelegt. Die Geschwindigkeit der einzelnen Partikeln kann mit dem Okularmikrometer gemessen werden. Dieselbe schwankt bei den einzelnen Teilchen bis zu 60 Proz. Die Mittelwerte weniger Messungen geben jedoch bereits Übereinstimmungen, die um weniger wie 5 Proz. differieren. Die mittlere Beweglichkeit der positiven und der negativen Partikeln ist die gleiche. Der Mittelwert aus 63 solchen Bestimmungen ergibt für die Beweglichkeit im Felde 1. elektrostat. Einh. pro cm für Silber $\omega = 4{,}188 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$.

Zur Messung der mittleren Fallzeit $u$ kamen die ultramikroskopisch sichtbar gemachten Vorgänge in einer vertikalen Gasschicht zur Beobachtung. Unter Ausschluß störender Wärmeströmungen gelangt die Gasmasse in der Küvette in wenigen Sekunden zur Ruhe. Man beobachtet sodann eine regelmäßige Fallbewegung der einzelnen Teilchen in vertikalen Bahnen, wobei deren leichtes Zittern durch die Brownsche Bewegung zu erkennen ist. Die lichtstärkeren größeren Partikel zeigen dabei eine oft fast doppelt so große Fallgeschwindigkeit wie die lichtschwächeren und demnach kleineren, und eilen an diesen in parallelen ganz benachbarten Bahnen vorbei. Die Mittelwerte von 15 Messungen ergaben bereits eine sehr gute Übereinstimmung und Abweichungen unter 5 Proz.

1) Vgl. l. c., S. 1179.

Das Gesamtmittel von 263 Fallbeobachtungen an Einzelteilchen ergab

$$u = 1{,}251 \times 10^{-2} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

Unter Benutzung von (3) ergibt die Substitution von $\omega$ und $u$ für die mittlere Ladung eines Silberteilchens

$$\epsilon = 4{,}46 \times 10^{-10} \text{ elektrostat. Einh.},$$

wobei dieser Wert keinen aus den Messungen resultierenden Fehler enthält, der 5 Proz. des Resultates übersteigt, und theoretisch jene Gültigkeit hat, die der bisher ebenfalls stets auch für Fallbewegungen von Nebeltröpfchen angewendeten Stokesschen Formel in Gasen zukommt[1]).

Übrigens wird die hinlängliche Gültigkeit der Stokesschen Gleichung durch den zweiten Teil dieser Untersuchung gestützt, andernteils behält sich der Verfasser vor, diese in Zukunft eventuell durch eine andere zu ersetzen.

Berechnet man aus (1) unter Zugrundelegung von $u$ den mittleren Teilchenradius, dann ergibt sich $a = 3{,}1 \cdot 10^{-5}$ cm für Silber.

Es scheinen also diese in Luft kondensierten kleinen Metallmassen die Ladung eines Ions zu tragen und können also als Ionen aufgefaßt werden, deren mittlere Masse von der Ordnung $10^{-12}$ wesentlich größer ist als die der bisher bekannten Ionen sog. kleiner Beweglichkeit[2]). Wie vorausgehende Untersuchung zeigt, wurde deren mittlere Masse sowie deren mittlere Ladung durch zwei Ablenkungen ermittelt, durch eine Ablenkung im Felde der Erdgravitation und durch eine zweite im elektrostatischen Felde.

Die aus der Fallgeschwindigkeit ermittelte Teilchengröße weist darauf hin, daß von diesen bereits eine objekttreue mikroskopische Abbildung zu erlangen ist. Das Vorkommen von Teilchen der Größenordnung $10^{-8}$ cm, jedoch in bedeutender Minderzahl, bei welchen die Impulse der Brownschen Bewegung obige Ablenkungsversuche beeinflussen würden, ist erwiesen[3]). Dieselben sind jedoch in kleiner Minderzahl und sind bei der aus den Fallwerten ermittelten Größenordnung mit einbezogen, da die Fallgeschwindigkeiten ultramikroskopisch bestimmt sind.

Die aus den Fallwerten ermittelte Größenordnung $6 \times 10^{-5}$ cm legt daher nahe, die bereits beschriebene Größenbestimmung durch direkte mikroskopische Messung zu kontrollieren und

1) Die Fallgeschwindigkeit für ebenso suspendiertes *Pt* betrug $u = 1{,}72 \times 10^{-2} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, daher der mittlere Radius $a = 2{,}58 \times 10^{-5}$ cm.

2) Vgl. E. M. Bloch, Annales de ch. et de ph. 1905 VIII, Bd. 4, S. 25.

3) l. c., S. 1179.

sodann die Ladung dieser großen Ionen bloß aus der Beziehung

$$\epsilon = 6\pi\rho a\omega \qquad (2)$$

zu entnehmen.

Zur mikroskopischen Größenbestimmung wurden Objektgläser wenige Sekunden der Luft ausgesetzt, in der eingangs besprochenes Silber suspendiert war. Auch die durch den galvanischen Lichtbogen suspendierten Verbrennungsprodukte des Zinks, die Zinkwolle, wurde analog ermittelt. Die Objektgläser beschlagen sich mit einem hinreichend feinen Metallschleier, wenn man das Glas genügend kurz exponiert. Dieser Schleier ist bereits bei 1500facher Linearvergrößerung auflösbar. Bei Anwendung 2250facher Linearvergrößerung ist darauf zu achten, daß das Präparat weder durch das Deckglas, noch bei Beobachtung ohne Deckglas durch das Immersionsöl leidet. Es gelingt ohne weiteres, die mittlere Dimension dieser Teilchen mit dem Okularmikrometer zu schätzen. Die von drei Beobachtern vorgenommenen Messungen differierten um kaum 5 Proz. Die Dimensionen der Einzelteilchen variieren bis über 50 Proz. Die Mittelwerte ergaben für Silber einen mittleren Teilchenradius

$$a = 3{,}3 \cdot 10^{-5}\ \text{cm},$$

dagegen für Zinkwolle

$$a = 4{,}7 \cdot 10^{-5}\ \text{cm}.$$

Aus dem Vergleiche des für Silber aus der Fallbewegung gewonnenen, mit dem mikroskopisch ermittelten Werte kann man auf hinlängliche Gültigkeit der Stokesschen Formel schließen[1]). Anderseits erscheinen die auf dem Objektträger niedergeschlagenen Metallteilchen oder deren Verbrennungsprodukte identisch mit den Teilchen, deren Beweglichkeit im elektrischen Felde bestimmt wurde.

Da die elektrische Beweglichkeit für Silber bereits bestimmt wurde, erübrigt diese Bestimmung nur mehr für die Zinkwolle. Diese geht sogar relativ viel leichter vonstatten. Es ist jedoch nötig, darauf zu achten, daß man in diesem Falle die, wenn auch selten vorkommenden, aus 2—3 Einzelteilchen zusammengesetzten Gebilde nicht berücksichtigt, da bei diesen augenscheinlich eine teilweise Neutralisation der Ladungen eingetreten ist, sondern nur aus den im Ultramikroskop leicht als solche kenntliche Einzelteilchen in die Berechnung einbezieht. Die Beweglichkeiten der Einzelteilchen unterscheiden sich häufig bis um 50 Proz. Die Mittelwerte von 15 Messungen ergaben jedoch Übereinstimmungen, die höchstens um 3 Proz. abwichen. Es bestimmte sich für Zinkwolle die mittlere Beweglichkeit zu $\omega = 2{,}832 \cdot 10^{-3}\ \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$.

1) Vgl. M. J. Perrin, Comptes rendus T. CXLVII, S. 475.

Relation (2) ergibt daher unter Zugrundelegung des $\omega$ und $a$ für Zinkwolle die mittlere Ladung $\epsilon$ zu

$$\epsilon = 4{,}51 \times 10^{-10}\ \text{elektrostat. Einh.},$$

für Silber unter Benutzung des mikroskopisch ermittelten $a$ und der Beweglichkeit $\omega$ zu

$$\epsilon = 4{,}68 \times 10^{-10}\ \text{elektrostat. Einh.}$$

Verfasser ist im Begriff, diese Methode zur weiteren Verfeinerung zu bringen, insbesondere aber die Größe der Teilchen durch Mikrophotographie mit kurzwelligem Lichte zu ermitteln, sowie diese Methode darauf auszudehnen, die Ladungen der in Flüssigkeiten suspendierten Teilchen, bzw. der Kolloide, zu messen. Dieselben tragen bekanntlich nur Ladungen eines Sinnes und sind in demselben Medium alle von gleicher Beweglichkeit, im Unterschiede zu den in Gasen suspendierten Teilchen.

Zusammenfassend ergibt sich die Existenz von großen Ionen von der Masse $10^{-12}$, die Ladungen beiden Sinnes tragen. Deren mechanische Masse ist durch mikroskopische Beobachtung ihrer Fallbewegung im Gravitationsfelde der Erdschwere oder direkte mikroskopische Messung, deren elektrische Ladung durch mikroskopische Messung der Beweglichkeit im elektrostatischen Felde bestimmbar. Ihre Ladung ist identisch mit der des einwertigen Ions, für welches die Werte

$$\epsilon = \begin{cases} 4{,}46 \times 10^{-10}\ \text{elektrostat. Einh.} \\ 4{,}51 \times 10^{-10} \quad ,, \quad ,, \\ 4{,}68 \times 10^{-10} \quad ,, \quad ,, \end{cases}$$

gewonnen wurden. Es scheint also unter Berücksichtigung der beiden letzten bloß aus (2) ermittelten Größen die Ladung des Elementarquantums

$$4{,}6 \times 10^{-10}\ \text{elektrostat. Einh.}$$

zu betragen.

Diese liegen im Sinne des aus der Planckschen Strahlungstheorie sich ergebenden Wertes $\epsilon = 4.69 \times 10^{-10}$ und des für die Doppelladung des von Rutherford gemessenen $\alpha$-Teilchens zu $2\epsilon = 9{,}3 \times 10^{-10}$ bestimmten Wertes[1]).

1) Vgl. diese Zeitschr. 10, 42, 1909.

Wien, I. Physik. Institut der k. k. Universität, Gründonnerstag 1909.

(Eingegangen 10. April 1909.)

## Über ein neues elektrodynamisches Telephon.

Von Herm. Th. Simon.

Nach den Faraday-Maxwellschen Vorstellungen lassen sich die Kraftwirkungen von Stromsystemen dadurch anschaulich erkennen, daß man den Induktionsröhren ihrer Magnetfelder das Bestreben zuschreibt:

1. sich möglichst zu verkürzen,
2. ihren Querschnitt möglichst zu vergrößern.

Die erstgenannte Eigenschaft der Induktionsröhren ist es, die beim gewöhnlichen Bellschen Telephon zur Bewegung der Schallmembran ausgenutzt wird. Die zweitgenannte Eigenschaft wird bei dem hier zu beschreibenden Telephon verwertet. Bei ihm wird die Bewegung der Schallmembran durch den Druck bewirkt, den die eine Stromspule durchsetzenden Induktionsröhren auf die Spulendrähte ausüben. Das wird z. B. in folgender Weise erreicht: auf ein Hartgummirähmchen $a\,b\,c\,d$ (Fig. 1) vom Querschnitt

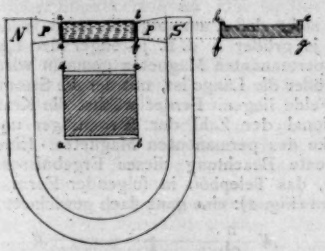



Fig. 1.

$b\,c\,f\,g$ wird z. B. Kupferemailledraht von 0,1 mm Durchmesser in einer oder mehreren Lagen aufgewickelt, so daß die über die Fläche $a\,b\,c\,d$ frei ausgespannten Drähte dicht nebeneinander liegen und in ihrer Gesamtheit gewissermaßen eine Membran bilden. Um sie völlig zu einer solchen zusammenzuschließen, bestreicht man die Drahtfläche mit Schellacklösung oder dergleichen und klebt ein dünnes Glimmerblättchen auf. Durch die Windungsfläche dieser Spule führt man den Induktionsfluß eines permanenten Hufeisenmagneten oder eines Elektromagneten ($NS$), indem man ihn mit Hilfe von geeigneten Polschuhen $PP$ auf den Spulenquerschnitt konzentriert. Leitet man jetzt die durch eine gewöhnliche Transformationsspule transformierten Sprechströme eines Mikrophons durch die Spule, so gerät die Membran $a\,b\,c\,d$ in entsprechende Schwingungen und gibt das in das Mikrophon Gesprochene wieder. Um den Schall zu sammeln und ins Ohr zu leiten, erhält die Membran einen geeigneten Deckel mit Schallöffnung, wie das von dem gewöhnlichen Telephon her bekannt ist.

Bei einem der so hergestellten Modelle war $ab = 2{,}8$ cm, $ae = 0{,}3$ cm. Umwickelt war das Rähmchen mit einer Lage aus ca. 200 Windungen eines Kupferemailledrahtes von 0,1 mm Durchmesser. Mit Hilfe geeigneter Polschuhe zwischen die Pole eines permanenten Hufeisenmagneten gestellt, gab das Telephon die Sprache überraschend deutlich und klangrein wieder. Der Primärkreis enthielt ein gewöhnliches Kapselmikrophon von Mix & Genest und einen 4 Volt-Akkumulator. Transformiert wurde mit einer gewöhnlichen Telephontransformations-Spule. Auch ein größeres Modell von $a\,b\,c\,d = 3 \cdot 4$ cm, welches mit einer Lage von 27 Windungen aus Widerstandsplätte[1]) bewickelt war, lieferte recht gute Resultate. Ebenso ein ganz kleines Modell, bei dem die Membran die Größe von nur 1 cm² hatte. Bei dem letzteren Modell scheinen die tieferen Partialtöne auf Kosten der höheren zurückgedrängt zu werden. Bei allen Modellen aber fällt auf, wie vortrefflich die Zischlaute wiedergegeben werden, ein Beweis, daß auch die hohen Obertöne gut übertragen werden.

Diese klangreine Schallwiedergabe war von vornherein zu erwarten, da diejenigen Momente, welche beim gewöhnlichen Telephon die Klangfarbe verderben, hier in viel geringerem Grade wirksam sind. Diese Momente sind:

a) Beim gewöhnlichen Telephon hat die Eisenmembran eine ziemlich große Masse, so daß sie ihre Eigenschwingungen relativ ausgeprägt entfalten kann. Um sie zu unterdrücken, muß die Membran zur Dämpfung relativ steif sein und fest eingespannt werden, so daß bei den Schallschwingungen viel innere Arbeit gegen die elastischen Kräfte zu leisten ist, die für die nützliche Arbeit gegen die Luftwiderstände verloren wird. Auch aus magnetischen Gründen darf die Membran eine gewisse Dicke nicht unterschreiten. Bei dem neuen Telephon kann die Membran eine überaus kleine Masse erhalten (eventuell unter Verwendung von Aluminiumdraht), sie braucht nur sehr wenig gespannt zu sein, und ihre Schwingungsenergie wird wesentlich nur durch Übertragung an die Luft verbraucht. Kurz gesagt: das neue Telephon hat eine sehr viel geringere schädliche Dämpfung wie das alte; es hat im wesentlichen nur nützliche Dämpfung.

b) Die Ausprägung von Eigenschwingungen wird bei dem gewöhnlichen Telephon dadurch befördert, daß die Kräfte nur an bestimmten Punkten der Membran angreifen. Bei dem neuen Telephon, wenigstens in der oben beschriebenen Ausführung, wirken sie gleichmäßig über die ganze Fläche verteilt. Man kann hier auch stets so kleine Membranen verwenden, daß ihre Grundschwingung schon höher liegt, als die wesentlichen Obertöne der Sprache. Damit wird (analog wie bei einem Oszillographen) eine völlig richtige Abbildung der Stromschwingungsform in der Membranschwingungsform gesichert.

c) Beim alten Telephon hält die permanente Magnetisierung des magnetischen Kreises die

1) Von E. Kuhns Drahtfabrik in Nürnberg, jetzt Vereinigte leonische Fabriken.

Membran dauernd gespannt und verstärkt damit einmal die unter a) hervorgehobene schädliche Dämpfung, bewirkt aber außerdem eine Unsymmetrie der Schwingungen, die abermals verzerrend auf die Klangform wirken muß. Beim neuen Telephon ist eine solche permanente Spannung nicht vorhanden, da man den Mikrophonstrom nicht direkt, sondern transformiert anwendet. Hier ist also völlige Symmetrie der Schwingungen sichergestellt.

d) Bei jedem Telephon werden die höheren Töne deshalb unterdrückt, weil das Telephon wegen seiner Selbstinduktion einen Wechselwiderstand $\sqrt{w_2 + \omega^2 L^2}$ besitzt, der mit zunehmender Frequenz schnell wächst. In bezug auf den Anteil des Ohmschen Widerstandes $w$ an dieser Größe stehen die beiden Telephone gleich. Beide lassen da beliebigen Spielraum, durch Wahl des Drahtmaterials und der Drahtquerschnitte den in jedem Falle günstigsten Wert von $w$ zu wählen.

In bezug auf den Selbstinduktionskoeffizienten $L$ dagegen ist das neue Telephon günstiger gestellt, da bei ihm eine „schädliche Selbstinduktion" so gut wie ganz fehlt, die beim Bellschen Telephon nicht zu vermeiden ist. Bei diesem nämlich ist eine Streuung der vom Spulenstrom erzeugten Induktionsröhren nicht zu vermeiden, so daß ein Teil dieser Induktionsröhren nicht durch die Membran verläuft, sondern sich auf einem direkteren Wege durch die Luft schließt. Aber nur die durch die Membran verlaufenden Induktionsröhren sind nützliche, nur sie kommen für die auf die Membran ausgeübten Kräfte in Betracht, während zu dem Selbstinduktionskoeffizienten $L$ sämtliche Induktionsröhren beitragen.

Von welchen Faktoren hängt die Empfindlichkeit des beschriebenen Telephons ab? Maßgebend für die Empfindlichkeit ist unter sonst gleichen Umständen die Kraft $K$, welche bei einer bestimmten Stromstärke $i$ der Spule auf die Membran ausgeübt wird. Man findet diese Kraft in folgender Weise:

Die potentielle Energie, welche die Spule im Felde des permanenten Magneten hat, ist nach allgemeinen Prinzipien

$$E = i_{12} \Phi_{12},$$

wo $\Phi_{12}$ die Zahl der „Verkettungen" bedeutet, die der permanente Magnet mit den Windungen der Spule besitzt. Sieht man von Streuung ab, so ist der ganze Induktionsfluß $Z$ des permanenten Magneten mit jeder der $N$ Windungen der Spule verkettet, so daß

$$\Phi_{12} = ZN$$

wird.

Nun ist nach dem Satze vom magnetischen Kreis

$$Z = \frac{Mhb}{l},$$

wo $M$ die vom permanenten Magneten herrührende, in dem Spulenraum wirksame konstante magnetomotorische Kraft ist. $l = ab$ (Fig. 1) ist die Länge des Kraftlinienweges innerhalb der Spule; $h = ae$ (Fig. 1); $b = ad$ (Fig. 1), so daß $hb$ der Querschnitt des Kraftlinienbündels ist, welches die Spule durchsetzt. Somit wird

$$E = \frac{iNMhb}{l}.$$

Die Kraft, welche auf die Fläche $lb$ ($abcd$ der Fig. 1) ausgeübt wird, ergibt sich durch Variation dieses Ausdrucks nach $h$, d. h.

$$K = \frac{\partial E}{\partial h} = \frac{iNMb}{l}.$$

Man sieht, daß $K$ um so größer wird, je kleiner $l$ und je größer $b$, d. h. je enger der Luftspalt des permanenten Magneten gemacht wird, und je größer die Länge ist, mit der die Stromträger im Felde liegen. Ferner wächst die Kraft proportional der Zahl der Stromträger und der Stärke des permanenten Magneten. Eine konsequente Beachtung dieses Ergebnisses führt dazu, das Telephon in folgender Form auszuführen (Fig. 2): eine ganz flach gewickelte rechteckige Spule $Sp$ wird mit einer Längsseite in den engen Luftspalt eines Magneten gestellt. Die Drähte dieser Längsseite erfahren dann im Felde starke Kraftwirkungen, die durch einen leichten Aluminiumhebel auf eine Membran, z. B. aus Glimmer, übertragen werden. Die Spule muß natürlich so gewickelt werden, daß die Drähte der betreffenden Längsseite noch genügend Schwingungsfreiheit behalten. Ein so ausgeführtes Modell mit Drähten im Felde lieferte eine recht gute und laute Wirkung[1]).

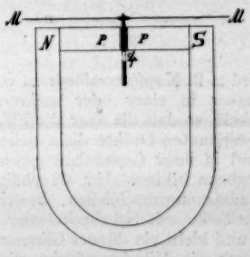


Fig. 2.

1) Anm. bei der Revision: Inzwischen habe ich Kenntnis erhalten von einer amerikanischen Patentschrift Nr. 496602 des Herrn St. D. Field, in der ein dieser Form sehr ähnliches Telephon beschrieben wird. Auch das Telephon der Herren Cuttriss und Redding (Amerikan. Patentschrift Nr. 242816) ist den hier beschriebenen verwandt.

Göttingen, Institut für angewandte Elektrizität, März 1909.

(Eingegangen 25. März 1909.)

## Über die Synthese der Vokale aus einfachen Tönen und die Theorien von Helmholtz und Graßmann.

Von K. v. Wesendonk.

Verfasser hat, wie er bereits gelegentlich bemerkt (Naturw. Rundsch. **23**, 465, 1908), sich seit einiger Zeit damit befaßt, Vokale aus einfachen Tönen (angeblasenen Flaschen) zusammenzusetzen. Seit Helmholtz' klassischen Versuchen scheint man sich damit wenig beschäftigt zu haben. Helmholtz verwandte bei seinen Experimenten bekanntlich elektromagnetisch betriebene Stimmgabeln, die also kontinuierlich in gleicher Stärke ertönten. Das ist fast nötig zu einer guten Vokalsynthese, denn es muß das Ohr Zeit haben zum Verschmelzen der Töne in eine einheitliche Klangmasse, worauf denn auch Tonempfindungen, 4. Aufl., S. 104, 1877, ausdrücklich hingewiesen wird. Helmholtz' Vokaltheorie besteht, kurz gesagt, bekanntlich darin, daß von den durch die Stimmbänder erregten Schwingungen (Grundton mit harmonischen Obertönen) je nach der Gestalt der Mundhöhle gewisse Vibrationen mehr oder minder erheblich verstärkt werden. Um einen bestimmten Vokal zu liefern, müssen der oder die verstärkten Obertöne in einem gewissen Tongebiete liegen. Bei dem Aussprechen eines Vokales wird die Mundhöhle so eingestellt, daß sie mit gewissen Tönen, den sog. Formanten des Vokales, in deutlicher Resonanz steht. Es ist aber nach Helmholtz durchaus nicht nötig, daß genau diese Formanten beim Hervorbringen eines Vokales verstärkt werden (man vgl. Tonempfindungen, S. 182). Das geht auch deutlich aus seinen Bemerkungen bei Gelegenheit der Vokalsynthese hervor. Es heißt da (Tonempfindungen, S. 200), daß *A* sich nicht sehr scharf habe nachbilden lassen, weil die unmittelbar über seinem charakteristischen Tone $b^2$ gelegenen und im natürlichen Klange des Vokals auch noch merklich verstärkten Obertöne $c^3$ und $d^3$ fehlten[1]). Ähnliches wird l. c. S. 201 über den Vokal *E* berichtet. Ein gewisser Vokal wird auch dann erzeugt, wenn sein Formant resp. seine Formanten nicht direkt in der Reihe der von den Stimmbändern erregten harmonischen Töne vorhanden ist. Es müssen nur Obertöne, in gewisser Umgebung der Formanten gelegen, zur Verstärkung gelangen[2]). Auch kann, wie wohl bei der Flüsterstimme anzunehmen, die Mundhöhle gleichsam direkt angeblasen werden, oder deren Eigentöne, einem allgemeineren Gesetze der Akustik entsprechend, vorübergehend erklingen (Tonempfindungen, S. 184—185). Für seine späteren synthetischen Versuche standen Helmholtz 12 Stimmgabeln zur Verfügung, nämlich $B$, $b$, $f^1$, $b^1$, $d^2$, $f^2$, $as^2$, $b^2$, $d^3$, $f^3$, $as^3$, $b^3$. Höhere Gabeln, wie sie dem *E* und besonders dem *I*-Klange angehören, fehlten leider. Verfasser verwandte bei seinen bisherigen Versuchen tönende Flaschen bis hinauf zum $f^4$. Auch war Verfasser nicht an das $B$ mit seinen Obertönen gebunden. Es ließen sich relativ leicht für andere Grundtöne die betreffenden Flaschen liefern, resp. vorhandene solche auf die gewünschte Tonreihe abstimmen. Man verfügte also auf diese Weise über eine größere Abwechselung in bezug auf Klangzusammensetzung, als dies bei Helmholtz der Fall gewesen[1]).

Außer Helmholtz hatte sich ein bekannter Stettiner Forscher bereits relativ frühzeitig um

1) $b^2$ resp. $c^3$ bedeutet hier das zweigestrichene $B$ resp. dreigestrichene $C$. Ein großes $B$ bedeutet das sog. große $B$, $c$ bedeutet das kleine $c$ usw.

2) Dabei ist natürlich auch noch zu berücksichtigen, daß ein Vokal je nach Mundart, Aussprache usw. verschiedenen Charakter aufweist. Der Helmholtzschen Auffassung ist wohl die Auffassung von Hensen-Pipping nahestehend.

1) Die tönenden Flaschen mit kurzem Halse, dessen Rand gut abgerundet und meist wulstig war, um scharfe störende Schneidentöne u. dergl. möglichst zu vermeiden, wurden vom Glasbläser in den verschiedenen zweckentsprechenden Größen angefertigt. Jede Flasche wurde nur für einen beschränkten Tonbereich verwendet. Die mit Spaltöffnung versehene Metallröhre, welche den Luftstrom unter etwa 14—18 cm Wasserdruck über den Rand des Flaschenhalses hinblies, konnte in jedem einzelnem Falle geeignet eingestellt werden, was für ein gutes Klingen von erheblicher Bedeutung. Die fest aufgestellten Flaschen kommunizierten durch dünne Gummischläuche mit auf und ab verstellbaren Glaskugeln, die ebenso wie die Flaschen teilweise mit Wasser gefüllt waren. Durch Auf- und Abbewegen (zumeist mittels Trieb und Zahnstange, ähnlich wie die Okularverschiebungen bei Fernrohren erfolgen, um auf diese Weise feinere Einstellungen bewirken zu können) der betreffenden Kugel verstellte man die Wasseroberfläche in der Flasche, um so diese nach einem Harmonium tunlichst genau stimmen zu können. Wenn ein harmonischer Oberton, welcher mit keinem des in temperierter Stimmung befindlichen Harmoniums nahe genug zusammenfiel, vorlag, dann wurde er dadurch genauer einzustimmen gesucht, daß man ihn mit seinem Vorgänger und mit seinem Nachfolger in der harmonischen Reihe zusammenklingen ließ und auf das Verschwinden der dabei auftretenden charakteristischen Stöße einstellte. Verfasser gedenkt übrigens, besonders für die höheren Töne, gutklingende Flaschen mit fein verstellbaren, sog. Stimmpfropfen späterhin zu verwenden. Wichtig ist ein recht gleichmäßiges Strömen der anblasenden Luft. Unter den Umständen, unter denen Verfasser seine Versuche anstellte, erschien ein doppelt wirkendes, mit der Hand durch Hebelantrieb betätigtes Gebläse geeignet, das die Luft durch zwei größere Gummiballons einem Metallzylinder zutrieb, der zuerst mit 10, später mit 14 kurzen Ansatzröhren versehen war. Über diese wurden Gummischläuche geschoben, deren anderes Ende mit den die Flaschen anblasenden Röhren kommunizierte. Das Gebläse stand in einem anderen Raume als die Flaschen, um störende Geräusche möglichst fernzuhalten. Ein daneben aufgestelltes passend verbundenes Wassermanometer zeigte dem das Gebläse bedienenden Gehilfen den Druck unmittelbar vor dem eben erwähnten Messingzylinder an. Mit einiger Übung in dem Betrieb des Gebläses gelang es dann, den Druck recht konstant zu erhalten. Nach den Fortschritten der Neuzeit in dieser Richtung dürfte es vielleicht angebracht erscheinen, einen motorisch angetriebenen rotierenden Kompressor anzubringen. Wegen früherer Erfahrungen darüber vgl. man z. B. A. Raps, Wied. Ann. **30**, 294. 1889. Es ist zu bedenken, daß zum Betriebe von z. B. zwölf gleichzeitig tönenden Flaschen eine ganz erhebliche Luftmenge in Bewegung gesetzt werden muß.

die Theorie der Vokale verdient gemacht. Seine Resultate treten zumeist, wie Verfasser erscheinen will, den Helmholtzschen ergänzend zur Seite, nicht ihnen entgegen.

Herr H. Graßmann hat, wie er angibt, seit dem Jahre 1832 sich mit der Theorie der Vokale und der Sprachlaute überhaupt befaßt und sehr beachtenswerte Ergebnisse erhalten, über welche in Wied. Ann. **1**, 606—629, 1877, ein eingehender Bericht erschienen ist[1]). Wie der genannte Autor schon 1854 ausgesprochen, entstehen die Vokale dadurch, daß bei geeigneter Form der Mundhöhle gewisse harmonische Obertöne des von den Stimmbändern erzeugten Grundtones verstärkt werden. Am einfachsten sollen die Verhältnisse bei den Vokalen *U*, *Ue* und *I* liegen. „Schon die einfachen Töne, wie sie durch Stimmgabeln, welche vor gleichgestimmten, bauchigen Gläsern schwingen oder auch durch bloßes Anblasen solcher bauchiger Gläser hervorgebracht werden, zeigen aufs entschiedenste den Charakter dieser Vokalreihe, nämlich die tieferen Töne bis etwa zu $c^3$ (dem dreigestrichenen *C*) den Charakter eines in der Tiefe dumpfen, dann immer heller werdenden, zuletzt dem *Ue* sich nähernden *U*, von $c^3$ bis zu etwa $e^4$ den Charakter des *Ue*, von da ab bis zu beliebiger Höhe den des *I*" (l. c. S. 610). Verfassers Beobachtungen über von angeblasenen Flaschen gelieferte einfache Töne stimmen insoweit damit überein, als die tieferen Töne bis zu $b^2$ wie ein *U* klingen, und ferner die höchsten vom Verfasser bisher beobachteten Töne von $b^3$ an bis zu $f^4$ den Charakter eines *I* zeigen[2]). Dagegen kann bei den zwischenliegenden Tönen Verfasser nicht den Klang eines *Ue* erkennen, vielmehr ertönten z. B. $f^3$ und $d^3$ mehr in der Art eines *A*, während $as^3$ mehr den Klang eines *E*, $b^3$ schon mehr den Klang eines *I* aufweist. Daß einfache tiefe Töne wie ein *U* klingen, entspricht auch den Angaben von Helmholtz. Ein zweiter mitklingender Ton und mehrere noch kann günstig erscheinen, aber braucht nicht vorhanden zu sein (vgl. Tonempfindungen, S. 200 u. 201, ferner 104). Allerdings hat Helmholtz nur relativ wenig Beobachtungen angestellt. Nach Graßmanns Ansichten entsteht nun ein *U*, indem durch passende Einstellung der Mundhöhle ein unterhalb $c^3$ gelegener, harmonischer Oberton des von den Stimmbändern angegebenen Grundtones verstärkt wird, während die übrigen Obertöne fast ganz zurücktreten. Ertönt z. B. neben dem Grundton *c* noch stark nur der erste Oberton $c^1$, so erhält man ein auf *c* gesungenes *U* vom Charakter des $c^1$. Es entsteht also, wenn nicht die Mundhöhle gerade mit dem Grundtone in Resonanz gestellt ist, ein *U* nach Graßmann durch Zusammenwirken zweier Töne, was innerhalb gewisser Grenzen mit den Befunden von Helmholtz und Verf. übereinstimmt, während andererseits entschiedene Abweichungen vorhanden sind. So sollte nach Graßmann der Ton *b* mit $b^1$ zusammen ein *U* geben. Es entsteht aber dabei, wie leicht nachzuweisen, ein deutliches *O*, und so kann man manchen tiefen Grundton mit einem unterhalb $c^3$ gelegenen Obertone kombinieren, und erhält stets ein *O* statt eines *U*. Nur muß dann in Übereinstimmung mit Helmholtz der verstärkte Oberton in einer gewissen Umgebung des $b^1$ liegen oder doch der Grundton. So gibt $f^1+f^2$ gut ein *O*, ebenso $d^1+d^2$, ferner $b^1$ selbst als Grundton mit $b^2$ zusammen deutlich ein helles *O*, sogar $d^2+d^3$ können noch als *O* erscheinen (besonders wenn $d^3$ nicht zu laut ist, sonst neigt der Klang mehr zu einem *A* hin[1]). Dagegen erklingen $g+g^1$ bereits nicht mehr als *O*, sondern als *U*. Man erhält ferner z. B. *U*-Klänge (vgl. Helmholtz, Tonempfindungen, S. 200) mit *B*, *b*, $b^1$ je alleintönend, ferner mit $B+b$, $B+b+f^1$ ($f^1$ dabei nur wenig laut gibt schönes *U*). Weiterhin auch mit $B+b^1$ (helles *U*) und selbst mit $B+b^1+b^2$ auch noch *U*; *d* wie $d^1$ geben je alleintönend ein *U*, $d+d^1$ ebenso *U*, mit $a^1$ hinzu tönt es schon mehr nach einem *O* hin, aber auch noch *b* (laut) mit schwach tönendem $b^1$ und $f^2$ zusammen, klingt nach *U* (sonst *O*). $d^2$ oder $f^2$, selbst noch $b^2$ allein, geben helles *U* usw. Dagegen konnte Verfasser, wenigstens im allgemeinen, kein *Ue* erhalten, wenn er einen geeigneten Grundton mit einem Obertone, zwischen $c^3$ und $e^4$ gelegen, zusammentönen ließ[2]). So gab z. B. $f^2+f^3$ und $a^2+a^3$ ein deutliches *A*, $b^2+b^3$ ein helles *E*, $d^2+d^3$, wie schon erwähnt, mehr *O* bis *A*. Auch $d^1+fis^3$, $d+d^3$ geben kein *Ue*, sondern mehr ein *A*, $d^1+a^3$ resp. $d^2+a^3$ erinnern vielleicht an *Ue*. Am nächsten einem *Ue* scheinen Verfasser getrübte *i*-Klänge zu kommen, wie weiter unten noch zu erörtern. Dagegen ließ sich ein *I* relativ leicht erlangen durch Kombination von einem tieferen Tone, z. B. *b* oder $b^1$ oder $d^1$ event. auch zwei oder drei solcher tieferer Töne mit einem der Töne $c^4$ bis $f^4$. Nur muß es ge-

1) Einige neuere Autoren, wie Professor Pfaundler in Müller-Pouillets Physik **1**, 777, 1905, und Starke, Physikalische Musiklehre, 1908, S. 168—170, ferner Lahr, Wied. Ann. **27**, 94—119, 1886, und Kleyer-Klimpert, Akustik **3** (1), 291, 1907, beachten denn auch Graßmanns Resultate eingehender, während leider Herr Nagel im Handb. d. Physiol. **4** ($2_2$), 691—792, 1908, sie nicht näher bespricht.

2) Die Töne der viergestrichenen Oktave, die bis $f^4$ vorhanden waren, zeigten übrigens auch am Harmonium einen *i*-Klang, nicht so die tiefen Töne einen *U*-Klang.

1) Das Zeichen + zwischen zwei Tönen soll bedeuten, daß dieselben zusammenklingen. $a^1+a^2$ bedeutet also, daß $a^1$ und $a^2$ zugleich ertönen und etwa einen betreffenden Vokal ergeben.

2) Verf. kann hierin Herrn Lahrs Angaben l. c. S. 99 nicht beipflichten.

lingen, diese recht verschieden hohen Töne zum Verschmelzen zu bringen. Das muß, wie hier im Anschluß an Helmholtz nochmals hervorgehoben sei, stets eintreten, wenn ein Zusammenklang Vokalcharakter haben soll. Der hohe Ton darf nicht zu laut und schrill erscheinen. Beide Töne müssen möglichst gleichmäßig dahinfließend auftreten. Dann ist aber auch der Erfolg recht auffällig. $f^4$ eignet sich gut zu Versuchen über Bildung eines *I*. Dieser Vokal entsteht deutlich bei $b+f^4$ und $b^1+f^4$, $b+b^1+f^4$. Bei ganz tiefen Tönen, wie *B* und selbst noch *b*, ist das Verschmelzen schwierig. Dagegen gibt $B+b+d^4$ (resp. $c^4$) ein gutes *I*, ebenso $b^1+d^4$, $b^2+d^4$, $d+d^4$, $d^1+d^4$, $d^2+d^4$, $d+d^1+d^4$, wobei man meist $d^4$ durch $c^4$ ersetzen kann. Läßt man $d^4$ und $c^4$ zugleich ertönen mit tieferen Tönen, so ergibt sich ein trüber Klang, der mehr dem *Ue* schon ähnelt. Auf diese Weise hat bisher Verf. das *Ue* noch am besten synthetisch erhalten. Leider liegen von Helmholtz keine Beobachtungen über Synthese des *I* vor. Als charakteristischen hohen Ton der Mundhöhle bestimmte er für *I* das $d^4$. Daß Graßmann das *I*, wie großenteils auch das *U*, so gut zu charakterisieren verstand, ist sehr anzuerkennen, in anbetracht seiner einfachen Hilfsmittel. Weniger glücklich scheint er in bezug auf die übrigen Vokale gewesen zu sein. So kann man der Auffassung, der Charakter des *A* bestehe in möglichst gleichförmiger Ausbildung der harmonischen Obertöne, nicht zustimmen. Auch hier ist ein Verstärkungsgebiet vorhanden, und zwar konform mit Helmholtz in der Gegend des $b^2$. Wohl sind mehrere harmonische Obertöne für einen guten *A*-Klang wünschenswert. Helmholtz nimmt deren für den Grundton *b* vier zu Hilfe, um ein gutes *A* zu komponieren, und läßt dabei $b^2$ und $d^3$ relativ stark ertönen. Bei *B* als Grundton genügten aber die acht den Obertönen bis $b^2$ entsprechenden Stimmgabeln nicht, um ein gutes *A* zu erhalten. Verf. hat mit dem Zusammenklang $B+b+f^1+b^1+d^2+f^2+as^2+b^2$ auch nur ein *A* erhalten, wie Helmholtz, wobei man noch einen besseren *A*-Klang erhielt, wenn man $as^2$, auch wenn dieses extra eingestimmt, wegließ. Man erhielt aber ein schönes, klares *A*, wenn man unter Fortlassung des den Klang trübenden $as^2$ noch $d^3$ und besser noch weiter $f^3$ hinzufügte, wobei es günstig ist, $f^1$ und $b^1$ zu schwächen [1]). Dagegen verschlechtert Hinzufügen von $b^3$ den *A*-Klang, indem es ihn nach dem *E* hin verändert. Mit dem Grundtone *b* erhielt Verf. ein gutes *A* mit der Helmholtzschen Zusammenstellung $b+b^1+f^2+b^2+d^3$ (wobei $b^2$ und $d^3$ relativ laut sein sollen), noch besser bei Hinzufügen eines lauten $f^3$. Höhere Töne in den Zusammenklang eingefügt, verschlechtern das *A*. $b^2$ recht laut, ist anscheinend sehr günstig für den *A*-Klang, wie man vielfach durch Wegnahme des $b^2$ aus einem Zusammenklang konstatieren konnte. Allein jedoch genügt es nicht im allgemeinen, um ein gutes *A* zu geben. ($b+b^1+f^2+b^2$ klingt noch nach *O* hin. Ein besseres *A* gibt $b+b^1+b^2$, wenn $b^1$ schwach und $b^2$ laut tönt.) Gutes *A* gibt $b^1+b^2+f^3$, noch $b^3$ hinzu, so kommt ein sehr helles *A*. Vom Grundtone *d* ausgehend, gibt $d+d^1+a^1+d^2+fis^2+a^2$ nur ein *Å*, aber $c^3$ oder $d^3$ hinzu, verbessert es sehr ($c^3$ und $d^3$ zusammentönend, trübt den Klang). Ein schönes klares *A* entstand bei $d+d^1+a^1+d^2+fis^2+a^2+d^3+fis^3$. Ein richtiges *A* gibt diese Tonkombination auch noch ohne *d* und $d^1$, ein hohes helles *A* folgt aus $d^2+d^3+a^3$. Auch Zusammenstellungen, wie $f^1+f^2+b^2+f^3$; $fis^2+a^2+d^3+fis^3$; ferner $a^2+d^3+a^3$ und $a^2+fis^3+a^3$ geben deutlich *A*, also auch Tonreihen, die nicht nur aus harmonischen Obertönen bestehen. Fügt man noch höhere Töne laut hinzu, so geht, wie schon angedeutet, meist der Klang ins *E* hinüber, dem *Ae* ähnliche Klänge entstehen alsdann; machen ferner sich Töne höher als $b^2$ nicht gut bemerklich, so geht der Klang ins *O* hinüber [1]). In dem betreffenden, für das *A* charakteristischen Verstärkungsgebiete geben aber auch schon zwei Töne zusammen ein leidliches *A*, wie $f^2+f^3$, $a^2+a^3$. Töne, wie $d^3$ oder $f^3$, klingen, wie gesagt, allein schon nach *A*.

Gelangt das Verstärkungsgebiet in die Umgebung des $b^1$ hinab, wobei aber $b^1$ selbst nicht nötig, so erhält man deutlich *O*, obwohl dort die einzelnen Töne nach *U* klingen. $b+b^1$, $d^1+d^2$, $f^1+f^2$, $b^1+b^2$ geben ganz deutlich verschiedene *O*. Helmholtz' Angabe entsprechend wurde ein schönes *O* erhalten mit $B+b+f^1+b^1$ ($b^1$ relativ laut). Fügt man noch $d^2$ nicht zu laut hinzu, so erscheint ein hohes *O*, $f^2$ weiter hinzu, ist aber dann schon beinahe zu viel. $d+d^1+a^1+d^2$ gibt auch ein gutes *O*. $fis^2$ hinzu, ist aber schon zuviel. Helles *O*, aber schon gegen *Å* hin, liefert $d^1+d^2+a^2$; deutliches *O*, wie schon Helmholtz angegeben, $b+b^1+f^2$, wenn $b^1$ laut und $f^2$ etwas gedämpft. Fügt man noch $b^2$ nicht zu laut hinzu, so kommt man zum *Å* hin.

Wenn das Gebiet der Tonverstärkung um $b^3$ herumliegt, so bekommt man ein *E* oder doch einen Klang vom *E*-Charakter. Als einzelner Ton hat einen solchen, wie schon erwähnt, z. B. $as^3$, während $b^3$ schon gegen *I* hin tönt. Helmholtz erhielt mit $b+b^1+f^2+b^2+$

1) Dies geschah, indem man den luftzuführenden Gummischlauch mit einer Klemme mehr oder minder zusammenquetschte.

1) Auch ist es für den *A*-Klang günstig, wenn man Töne um $d^2$ herum etwas schwächt.

$d^3+f^3+as^3+b^3$ ($b$ und $b^1$ je mittelstark, $f^2$, $b^2$, $d^3$ je schwach, $f^3$, $as^3$, $b^3$ aber relativ laut) nur ein dumpfes $E$, was Verf. bestätigen konnte. Aber der Klang zeigt doch ausgesprochen den Charakter eines $E$, während ohne $b^3$ mehr ein $Ae$ entsteht. Fügt man $d^4$ nicht zu schrill hinzu, so kommt ein helleres $E$; ein schönes, helles $E$ fand Verf. mit $b+b^1+f^2+b^2+d^3+f^3+b^3+d^4$ ($b$ ziemlich laut, $b^1$, $f^2$, $b^2$ und $d^3$ gedämpft, die übrigen Töne laut), also ohne $as^3$, das den Klang trübt. Fügt man $c^4$ hinzu, so bleibt $E$, aber es wird breiter im Klang. Überhaupt scheinen nahe im Intervalle liegende Obertöne nicht günstig für einen klaren Vokalklang. Ein helles $E$ gibt $b^1+b^2+f^3+b^3+d^4$; ein ganz gutes tiefes $E$ kann man selbst bei $B+b+f^1+b^1+d^2+f^2+b^2+d^3+f^3+b^3+d^4$ erhalten. Um $E$ deutlich ausgesprochen zu bekommen, ist es gut, die Töne aus der Umgebung der Formanten des $O$ und $A$ zu schwächen. Ferner kann man auch von $d$ als Grundton ausgehend, und bis zu $d^4$ alle Obertöne hinzufügend, ein gutes $E$ erhalten, das heller und besser wird, wenn man $c^3$ und $c^4$ fortläßt. $d^1$ mit seinen Obertönen bis $d^4$ gibt ein relativ helles $E$, ohne $d^4$ ein dumpfes. Gute $E$-Klänge hohen Charakters erzeugt man, von relativ hohen Tönen ausgehend, mit nur wenigen Obertönen zusammen. Zu viele solche führen zum $I$ hinüber. Beispiele sind dafür $f^2+f^3+c^4$ resp. $d^4$; $d^2+d^3+a^3+d^4$, $b^2+b^3+f^4$; auch Zusammenstellungen, in denen nicht durchweg das Verhältnis Grundton zu Oberton vorhanden ist, geben gute $E$-Klänge, z. B. $a^2+d^3+fis^3+a^3+d^4$. Man sieht aus dem Angeführten wohl deutlich, daß wenn man z. B. von $b^2$ ausgeht und eine Reihe Obertöne gleichstark erklingen läßt, man sicher zu keinem $A$-Klange käme (schon $b^2+b^3$ klingt nach $E$), wie das nach Graßmanns Anschauungen zu erwarten wäre. Eben nur dann gelingt das, wenn der Grundton so liegt, daß gerade die Gegend um $b^2$ herum sich in den Obertönen stark bemerkbar macht, und ganz ähnlich ist es mit der Zusammensetzung des $O$ und $E$ nach Graßmann. Das Beispiel, welches er für $O$ gibt (l. c. S. 617), nämlich $c+c^1+g^1+c^2$ als komponierende Töne, ist ja ganz entsprechend den Ergebnissen von Helmholtz und der vorliegenden Arbeit. Wenn man ferner für $E$ nach Graßmanns Angabe die Töne als Mittel zwischen den Obertönen $A^1$, $A^2$ usw. bis $A^n$ eines $A$-Klanges und einem der schon allein als $I$ klingenden Töne bildet, so kommt man eben in hohe Regionen, die dann allerdings leicht ein $E$ geben, aber weiter scheint Verfasser der Theorie des Stettiner Forschers die Berechtigung zu fehlen. Klänge, die wie ein $Ae$ mehr oder minder sich anhörten, sind, wie schon gelegentlich bemerkt, mehrfach vorgekommen, wenn keines der charakteristischen Verstärkungsgebiete für $A$ oder $E$ genügend dominierend war, um den einen oder andern Vokal deutlich zu liefern. Weniger gut gelang es bisher, ein $Oe$ zu erhalten, einigermaßen bei $b+b^1+f^2+d^3$ (also ohne $b^2$). Zwischen $E$ und $I$ sind auch Übergänge vorhanden, die aber nicht durch einen Vokal gut zu charakterisieren sind.

Herr Nagel weist l. c. S. 783 auf die Schwierigkeit hin, daß so hohe Obertöne, wie sie einem $I$ unter Umständen entsprechen (es kann z. B. der 14. bis 28. Oberton in Frage kommen), noch stark genug erregt werden können, um durch die passend eingestellte Mundhöhle noch eine genügende Verstärkung zu erfahren. Verfasser möchte hier noch anführen, daß in solchen Fällen mehrere, einander recht naheliegende Obertöne verstärkt werden würden, was nach Verfassers bisherigen Resultaten keinen klaren Klang als Resultat ergäbe. Die Sache bedarf wohl noch weiterer Untersuchung. Sollte vielleicht die Stimme instinktiv gerade diejenigen Obertöne wenigstens stärker hervorzurufen imstande sein, die für den betreffenden Vokalklang günstig sind?

Verfasser möchte um Nachsicht bitten dafür, daß er auf die zahlreichen analytischen Untersuchungen über die Klänge der Vokale nicht näher eingegangen ist, hofft aber, dies gelegentlich noch nachholen zu können und auch Gelegenheit zu finden, noch weiter auf die Synthese der Vokalklänge zurückzukommen.

(Eingegangen 24. März 1909.)

## Über eine neue Quecksilberluftpumpe [1]) und ein neues Vakuummeter [2]).

Von U. v. Reden.

Auf der beistehenden Abbildung Fig. 1 ist eine Quecksilberluftpumpe dargestellt, deren Prinzip am leichtesten aus den Skizzen Fig. 5 und 6 verständlich ist.

Die Luftpumpe besteht im wesentlichen aus einem an beiden Seiten mit $S$-förmig gebogenen Rohren $b$ und in der Mitte mit einem geraden Rohr $c$ versehenen, etwa zur Hälfte mit Quecksilber (schraffiert dargestellt) gefüllten Rohr $r$, welches in Fig. 5 in etwa $^1/_9$ nat. Größe dargestellt ist. Die $S$-Rohre $b$ gehen an beiden Seiten in Rohrerweiterungen $f$ über, die durch Schläuche und ein T-Rohr $t$ und einen Schlauch $i$ mit der Wasserstrahlluftpumpe $w$ verbunden sind, während die Verbindung des geraden Rohres $c$ mit dem zu evakuierenden Raum $d$ durch einen Schlauch $p$ angedeutet ist. Der ganze Apparat ist um den Punkt $a$ drehbar.

1) D. R.-P. Nr. 179774 und Zusatzpatent 192578.
2) D. R.-P. angemeldet.

Wird der Apparat und der zu evakuierende Raum *d* mit der Wasserstrahlluftpumpe *w* in der Stellung der Fig. 5 zunächst z. B. bis auf 20 mm vorevakuiert, und dann in andauernde schwingende Bewegung versetzt aus der Lage der Fig. 5 in die Lage der Fig. 6 und wieder zurück usw., so wirkt das in den *S*-Rohren *b* verbleibende Quecksilber wie ein Druckventil, denn es verhindert das Zurücktreten der Luft aus den Rohrerweiterungen *f* in das Rohr *r*, während in der Stellung der Fig. 6 bzw. 5 die aus dem Gefäß *d* in beiden Stellungen durch *c* nachströmende Luft von dem Quecksilber durch das links bzw. rechts befindliche *S*-Rohr hin-

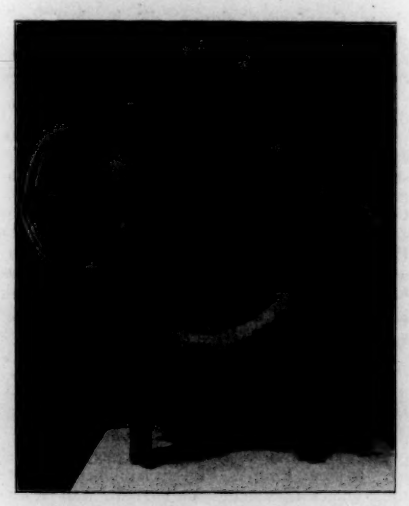


Fig. 1.

durch zu den Rohrerweiterungen *f* getrieben wird, von wo aus sie durch die Wasserstrahlluftpumpe entfernt wird. Statt der wegen ihrer Porosität unbrauchbaren Schlauchverbindung *p* wird jedoch in Wirklichkeit eine Verbindung durch eigens zu diesem Zweck hergestellte Kugelglasschliffe *k* und *k'* (Fig. 1) angewendet. Die Kugelglasschliffe werden gebildet aus einer durchbohrten Glaskugel, die in eine halbkugelförmige Kugelschale sorgfältig eingeschliffen ist. Kugel und Schale werden eventuell durch metallene Halbfedern zusammen gehalten. Fig. 1 zeigt rechts eine Turbine, die durch eine Schnur auf eine Schnurscheibe einwirkt, von der aus durch Räderwerk und Kurbeln das Rohr *r* in schwingende Bewegung gesetzt wird.

Die Kugelglasschliffe *k* und *k'* führen zu dem Spirale-Vakuummeter *s*. Der Kugelglasschliff *k''* führt zu dem Anschluß nach den zu evakuierenden Räumen. Unter letzterem ist das kurzschenkelige Manometer *m* angebracht.

Ein 500 ccm enthaltender Kolben wird von dieser Pumpe nach möglichst vollkommener Vorevakuierung mit der Wasserstrahlluftpumpe in 3 Minuten auf etwa $^1/_{100}$ mm Quecksilbersäule entleert, in 4 Minuten auf etwa $^1/_{1000}$ mm, in 5 Minuten auf etwa $^1/_{10000}$ mm, in 13 Minuten bis auf $^1/_{100000}$ mm, wenn die Tourenzahl der unteren Triebkurbel 6 ganze Umdrehungen in der Minute beträgt. Um letzteres Vakuum zu

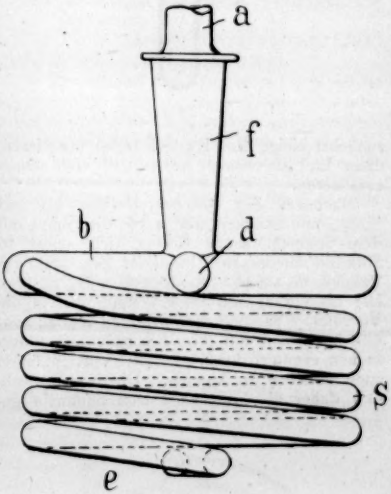



Fig. 2.

erhalten, muß jedoch die Luft auch aus jedem der beiden Vorvakua *f* (Fig. 1) vollkommen entfernt werden, was in äußerster Schrägstellung des Pumpenkörpers durch das hineinfließende Quecksilber geschieht, welches die dort noch vorhandene Luft durch die Hähne *h* und *h'* hindurchdrängt, die dann geschlossen werden. Dieses muß schnell ausgeführt werden, nachdem das Rohr *r* bereits 7 Minuten in schwingender Bewegung erhalten wurde, indem man einen kurzen Augenblick die Pumpe außer Betrieb setzt. Zuweilen wird das Vakuum von einem Hunderttausendstel Millimeter nicht gleich anfangs erreicht, besonders wenn die Luftpumpe zum erstenmal in Betrieb gesetzt wurde. Zur Erreichung des höchsten Vakuums kann man dann die Pumpe in möglichst hohem Vakuum

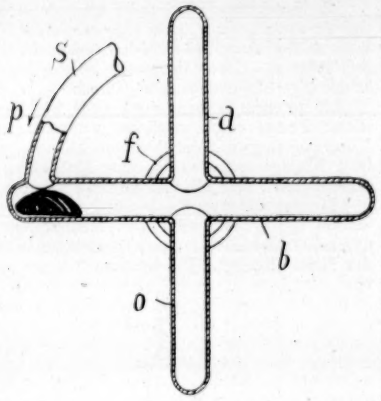



Fig. 3.

zunächst einige Stunden sich selbst überlassen, dann Luft einströmen lassen und von neuem evakuieren.

Nachdem der 500 ccm-Kolben bis auf $^{1}/_{100000}$ mm evakuiert war, wurde die Pumpe mit dem angeschlossenen Kolben sich selbst 16 Stunden überlassen. In dieser Zeit sank das Vakuum bis auf $10 \times 26 : 100000 = {}^{26}/_{10000}$ mm. Die eingedrungenen Gase könnte man in die Vorvakua *f* pumpen, um dieselben hier zu konzentrieren und auf ihre Beschaffenheit untersuchen, eventuell durch besondere Vorrichtungen auch abheben zu können. Überhaupt würde sich daher die Luftpumpe zum Sammeln geringer Gasmengen eignen, die in dem Rezipienten entstehen oder in denselben gelangen, z. B. durch poröse Materialien: Kork usw. eindringen (die eventuell auch durch Flüssigkeiten — Öle oder Quecksilber — überschichtet werden können).

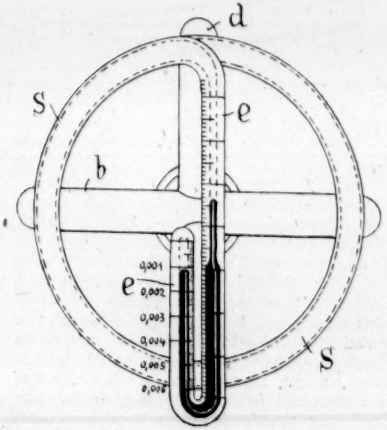



Fig. 4.

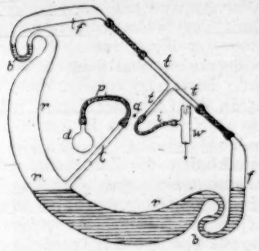


Fig. 5.

Die Einfachheit der Konstruktion der beschriebenen Luftpumpe birgt schließlich verschiedene Vorteile in sich, z. B. den der leichten Reinigung, der für die Zwecke der Hochvakuumdestillation wegen der möglichen Verschmutzung der Pumpe durch eingedrungene Dämpfe in Betracht zu ziehen ist. Die Verwendung von Kugelglasschliffen gestattet eine bequeme Verbindung der zu evakuierenden Räume mit der Luftpumpe unter Vermeidung von Kautschukschläuchen.

---

Das Spirale-Vakuummeter ist in Fig. 4 in Vorderansicht, in Fig. 3 in Oberansicht dargestellt. In Fig. 2 ist die Glasrohrspirale abgebrochen dargestellt. Fig. 2 zeigt ein Rohrkreuz *b d o*, gegen welches die Glasrohrspirale gegenmontiert ist. In dem Rohr *b* (Fig. 2) ist links eine geringe Quecksilbermenge dargestellt. Das Rohrkreuz *b d o* (Fig. 2) sitzt auf einem Normalglasschliff *f* (Fig. 3) (Normalglasschliffe sind stets mit demselben Konuswinkel geschliffen).

Wird die Spirale um die Achse des Normal-

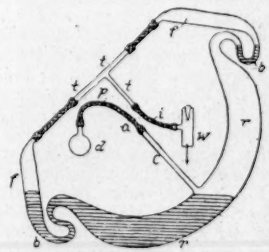


Fig. 6.

schliffes $g$ in der Richtung des Pfeiles $p$ (Fig. 2) gedreht, so gelangt die geringe, in Fig. 2 links dargestellte Quecksilbermenge in die Glasrohrspirale und komprimiert in ihr die verdünnte Luft, bis sie nach mehrfachen Umdrehungen in das U-Rohr $e$ (Fig. 4) gelangt und hierin z. B. den dort dargestellten Stand einnimmt. Der linke Schenkel des U-Rohres ist so eingeteilt, daß die Teilstriche 0,001, 0,002 usw. bis 0,006 ein Tausendstel, zwei Tausendstel bis sechs Tausendstel des Gesamtinhaltes des U-Rohres und der Spirale auf dem Kapillarrohr nach oben hin abteilen; der rechte Schenkel des U-Rohres hat Millimeter-Teilung. In dem vorliegenden Fall ist die verdünnte Luft aus der Spirale bis auf den Teilstrich 0,001, also bis auf $^1/_{1000}$ des früheren Volumens komprimiert. Im rechten Schenkel des U-Rohres steht das Quecksilber 16 mm höher. Da jedoch der Luftdruck in den zu evakuierenden Räumen $^1/_{1000}$ des abgelesenen beträgt, so hatte man in den zu evakuierenden Räumen einen Luftdruck von $^{16}/_{1000}$ mm.

Das abgebildete Vakuummeter zeigt noch Vakua an von $^1/_{10000}$ mm. Das Spirale-Vakuummeter, mit welchem das Vakuum von $^1/_{100000}$ mm gemessen wurde, unterscheidet sich von dem abgebildeten jedoch nur durch eine inhaltsreichere Spirale und ein U-Rohr mit geringerer lichter Weite.

Das neue Vakuummeter besitzt dem Mac Leodschen Vakuummeter gegenüber verschiedene Vorzüge, und zwar in erster Linie den der größeren Genauigkeit der Messungen höchster Vakua. Die Quecksilbermenge des Mac Leodschen Vakuummeters ist nämlich eine so beträchtliche, daß die Spannung der äußerst verdünnten Luft nicht mehr hinreicht, um die Reibung zu überwinden, welche die schwere Quecksilbermenge verursacht. Daher folgt das Quecksilber im kapillaren Meßrohr des Mac Leodschen Vakuummeters beim Heben des Quecksilberstandgefäßes nur noch sprungweise, weshalb die Genauigkeit der Messung höherer Vakua durch das Mac Leodsche Vakuummeter beeinträchtigt erscheint.

Die Quecksilbermenge des Spirale-Vakuummeters kann dagegen etwa $^1/_{100}$ derjenigen des Mac Leodschen betragen, wodurch der durch die Reibung im Meßrohrsystem hervorgerufene Fehler beim Spiralevakuummeter außerordentlich verringert wird. Außerdem besitzt das Spirale-Vakuummeter den Vorzug, sich leicht an jeder Hochvakuumpumpe auf einem Normalglasschliff, also ohne Schlauch- oder Bleirohrverbindung anbringen zu lassen. Schließlich zeichnet es sich durch den geringen eingenommenen Raum und durch sein geringes Gewicht aus.

Die Luftpumpe wird bezogen von Dr. U. v. Reden in Franzburg b. Gehrden b. Hannover.

(Eingegangen 30. März 1909.)

## Darstellung der elektrischen Zustände der Gleichstromdynamomaschine durch Schnitte von Ebenen mit einer Fläche.

Von C. Retschy.

Es bedeuten:

$\mathcal{J}$ die Stromstärke in Ampere,
$w$ den Widerstand in Ohm,
$n$ die Windungszahl;

ferner die Indizes:

$H$ Hauptstromwicklung,
$N$ Nebenschlußwicklung,
$a$ Anker;

schließlich:

$u$ die Umdrehungszahl in der Minute,
$\alpha$ die Anzahl der Amperewindungen der Erregung,
$E$ die gesamte im Anker induzierte EMK.

Es ist folgendes vernachlässigt:

1. Der Einfluß der Hysterese, d. h. es ist angenommen, daß die „magnetischen Charakteristiken" ($E = f(\alpha)$ bei $\mathcal{J}_a = \text{const}$ und $u = \text{const}$) eindeutig bestimmte Kurven sind.

2. Der Einfluß der Foucaultströme und der bei der Kommutierung auftretenden Kurzschlußströme auf das Feld, d. h. $E$ ist bei $\mathcal{J}_a = \text{const}$ und $\alpha = \text{const}$ als genau proportional $u$ angenommen. Dadurch läßt sich die folgende Entwickelung auf jede beliebige Tourenzahl verallgemeinern, während sie sonst nur für ein bestimmtes $u$ gelten würde.

Unter diesen Bedingungen muß sich die Beziehung zwischen $E$, $u$, $\alpha$ und $\mathcal{J}_a$ entweder schreiben lassen

$$F\left[\left(\frac{E}{u}\right),\ \alpha,\ \mathcal{J}_a\right] = 0, \qquad (1)$$

wenn durch Wahl von drei Größen die vierte bestimmt ist, oder

$$\left|\begin{array}{l} F_1\left[\left(\frac{E}{u}\right),\ \alpha,\ \mathcal{J}_a\right] = 0 \qquad (1\,a) \\ F_2\left[\left(\frac{E}{u}\right),\ \alpha,\ \mathcal{J}_a\right] = 0, \qquad (1\,b) \end{array}\right.$$

wenn durch Wahl von nur zwei Größen die beiden übrigen bestimmt sind, oder schließlich

$$\left|\begin{array}{l} F_{\mathrm{I}}\left[\left(\frac{E}{u}\right),\ \alpha,\ \mathcal{J}_a\right] = 0 \qquad (1\,\alpha) \\ F_{\mathrm{II}}\left[\left(\frac{E}{u}\right),\ \alpha,\ \mathcal{J}_a\right] = 0, \qquad (1\,\beta) \\ F_{\mathrm{III}}\left[\left(\frac{E}{u}\right),\ \alpha,\ \mathcal{J}_a\right] = 0, \qquad (1\,\gamma) \end{array}\right.$$

wenn nur eine Größe den Zustand der Maschine bestimmt.

In einem rechtwinkligen räumlichen Koordinatensystem mit den Achsen $\left(\frac{E}{u}\right)$, $\alpha$, $\mathcal{J}_a$ ist Gl. (1) die Gleichung einer Fläche, sind (1a) und (1b) zusammen die Gleichungen einer

Raumkurve, (1α), (1β) und (1γ) zusammen die Gleichungen eines Punktes.

### Fremderregung.

Da $\alpha$ und $\mathcal{J}_a$ das Feld bestimmen, dieses aber und $u$ die induzierte EMK., und hier außerdem keine weitere Bedingung existiert, so liegt der Fall der Gl. (1) vor. Die Fläche läßt sich an einer gegebenen Maschine leicht aufnehmen, wenn man bedenkt, daß ihre Schnitte parallel zur $\left(\frac{E}{u}, \alpha\right)$-Ebene ($\mathcal{J}_a = \text{const}$) innere magnetische Charakteristiken für das betreffende $\mathcal{J}_a$ sind. Fig. 1 zeigt eine Darstellung dieser Fremderregungsfläche durch die magnetischen Charakteristiken, wie sie an einer alten Schuckertschen Flachringmaschine mit Verbundwicklung

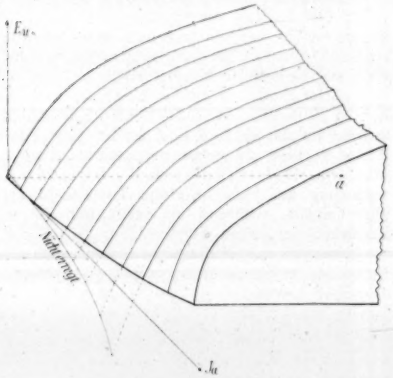



Fig. 1.

des Elektrotechnischen Instituts der Hochschule zu Danzig erhalten wurde. Die magnetischen Charakteristiken sind dabei als mittlere zwischen Auf- und Abstieg ermittelt.

Bei den im folgenden behandelten Fällen der Selbsterregung muß zunächst die Bedingung der Fremderregung erfüllt sein, da dieselbe zwischen den Größen $\alpha$ und $\mathcal{J}_a$ einerseits, dem Quotienten $\frac{E}{u}$ andererseits die Vermittelung durch die magnetischen Zustände der Maschine darstellt. Dazu kommt eine zweite Bedingung, die durch die Stromverteilung in der Maschine gegeben ist. Es wird also im allgemeinen der Fall der Gleichungen (1a) und (1b) vorliegen. In einem besonderen Fall (bei unbelasteter Maschine) wird sich noch eine dritte Bedingung aufstellen lassen, also der Fall der Gleichungen (1α), (1β), (1γ) eintreten. Es wird sich zeigen, daß sowohl die Stromverteilungsbedingung als auch die für unbelastete Maschine stets Ebenen sind.

### Nebenschlußschaltung.

Die sich aus der Art der Schaltung ergebende zweite Bedingung lautet hier nach dem zweiten Kirchhoffschen Satz:

$$\mathcal{J}_N \cdot w_N + \mathcal{J}_a \cdot w_a - E = 0.$$

Setzt man $\mathcal{J}_N = \frac{\alpha}{n_N}$ und dividiert durch $u$, so erhält man:

$$\alpha \cdot \frac{w_N}{n_N \cdot u} + \mathcal{J}_a \cdot \frac{w_a}{u} - \frac{E}{u} = 0 \qquad (2)$$

und damit die Gleichung einer Ebene, die durch den Koordinatenanfangspunkt geht.

Die Richtungskoeffizienten der Schnittgeraden von (2) mit den Koordinatenebenen bestimmen sich:

in der $\left(\frac{E}{u}, \alpha\right)$-Ebene zu:

$$\frac{\partial\left(\frac{E}{u}\right)}{\partial \alpha} = \frac{w_N}{n_N \cdot u} \qquad (3)$$

in der $\left(\frac{E}{u}, \mathcal{J}_a\right)$-Ebene zu:

$$\frac{\partial\left(\frac{E}{u}\right)}{\partial \mathcal{J}_a} = \frac{w_a}{u} \qquad (4)$$

in der $(\mathcal{J}_a, \alpha)$-Ebene zu:

$$\frac{\partial \mathcal{J}_a}{\partial \alpha} = -\frac{w_N}{n_N \cdot w_a}. \qquad (5)$$

Danach läßt sich die ebene Raumkurve als Schnitt der Ebene (2) mit der Fremderregungsfläche konstruieren, wie dieses in Fig. 2 für die erwähnte Maschine geschehen ist.

Es lassen sich jetzt die verschiedenen Betriebseigenschaften der Nebenschlußschaltung ableiten, beispielsweise folgende:

Da $\frac{\partial \mathcal{J}_a}{\partial \alpha}$ stets negativ ist und die Fremderregungsfläche infolge der Ankerrückwirkung mit steigendem $\mathcal{J}_a$ mehr und mehr von der $\left(\frac{E}{u}, \mathcal{J}_a\right)$-Ebene zurückweicht, hat die Stromstärke stets eine maximale Grenze.

Bei dem in der Technik gebräuchlichen Regulieren der Spannung durch Verändern von $w_N$ bei $u = \text{const}$ dreht sich die Ebene um die Schnittlinie der Gleichung (4) als Achse (in der Figur der Deutlichkeit halber nicht mitgezeichnet).

Daher und wegen Gl. (3) und (5) ändert sich das Strommaximum im entgegengesetzten Sinne mit $w_N$.

Bei $w_N = \text{const}$ und veränderlichem $u$ dreht sich die Ebene um die Schnittlinie der Gl. (5). Daher und wegen Gl. (3) und (4) ändert sich das Strommaximum im gleichen Sinne mit $u$, usw.

Bei unbelasteter Maschine kommt noch die dritte Bedingung

$$\mathcal{F}_a = \mathcal{F}_N = \frac{a}{n_N} \tag{6}$$

hinzu.

In Fig. 2 ist die Schnittlinie dieser Ebene mit der Fremderregungsfläche strichpunktiert eingezeichnet. Auf dieser Linie bewegt sich die unbelastete Maschine bei langsamer Änderung von $w_N$ oder $u$. Bei plötzlichen Änderungen gilt selbstverständlich Gl. (2) wegen der auftretenden EMK. der Selbstinduktion nicht mehr.

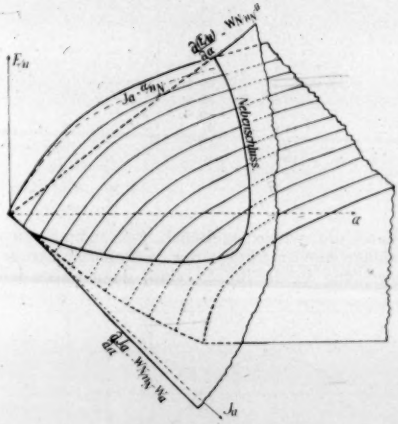



Fig. 2.

In ähnlicher Weise lassen sich auch für die Hauptstrom- und Verbundmaschine die Ebenen aufstellen. Durch Diskussion der Schnittlinien bei verschiedenen Lagen der Ebenen erhält man dann ebenso Aufschluß über die verschiedenen Betriebseigenschaften. Es sei hier der Kürze wegen nur die Lage der Ebene abgeleitet.

## Hauptstromschaltung.

Da $\mathcal{F}_a = \mathcal{F}_H = \frac{a}{n_H}$ sein muß, so hat die Bedingungsebene die Gleichung:

$$\mathcal{F}_a = \frac{a}{n_H}. \tag{7}$$

Sie geht durch die $\frac{E}{u}$-Achse. Ihre Schnittgerade mit der $(a, \mathcal{F}_a)$-Ebene hat den Richtungskoeffizient $\frac{a}{\mathcal{F}_a} = n_H$ (Fig. 3).

## Verbundschaltung.

Es sind zwei Schaltungen zu behandeln:

1. Der Nebenschluß liegt direkt an den Bürsten an.

Dann ist:

$$a = (\mathcal{F}_a - \mathcal{F}_N) \cdot n_H + \mathcal{F}_N \cdot n_N .$$

Da $\mathcal{F}_N = \frac{1}{w_N} \cdot (E - \mathcal{F}_a \cdot w_a)$, so wird

$$a = \mathcal{F}_a \cdot n_H - \frac{n_H}{w_N} \cdot E + \frac{n_H}{w_N} \cdot \mathcal{F}_a \cdot w_a + \frac{n_N}{w_N} \cdot E - \frac{n_N}{w_N} \cdot \mathcal{F}_a \cdot w_a$$

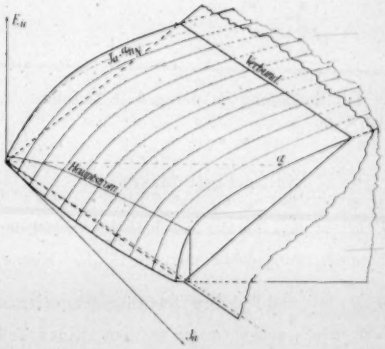



Fig. 3.

und durch beiderseitige Division mit $\frac{n_N \cdot u}{w_N}$

$$\left.\begin{aligned} a \cdot \frac{w_N}{n_N \cdot u} - \mathcal{F}_a \cdot \left[\frac{n_H}{n_N} \cdot \left(\frac{w_N}{u} + \frac{w_a}{u}\right) - \frac{w_a}{u}\right] \\ - \frac{E}{u} \cdot \left(1 - \frac{n_H}{n_N}\right) = 0 . \end{aligned}\right| \tag{8}$$

Für diese Ebene sind die Richtungskoeffizienten der Schnittgeraden mit den Koordinatenebenen:

$$\frac{\partial a}{\partial \mathcal{F}_a} = n_H \cdot \left(1 + \frac{w_a}{w_N}\right) - n_N \cdot \frac{w_a}{w_N} \tag{9}$$

$$\frac{\partial \left(\frac{E}{u}\right)}{\partial a} = \frac{1}{n_N - n_H} \cdot \frac{w_N}{u} \tag{10}$$

$$\frac{\partial\left(\frac{E}{u}\right)}{\partial \mathcal{J}_a} = -\frac{n_H \cdot \left(\frac{w_N}{u} + \frac{w_a}{u}\right) - n_N \cdot \frac{w_a}{u}}{n_N - n_H}. \quad (11)$$

Für unbelastete Maschine gilt auch hier die Bedingung $\mathcal{J}_a = \mathcal{J}_N = \frac{a}{n_N}$ (Fig. 3).

2. Der Nebenschluß liegt an den äußeren Klemmen an, d. h. parallel zu Anker- und Hauptstromwicklung.

Man erhält durch ähnliche Überlegungen die Ebene

$$a \cdot \frac{w_N}{n_N \cdot u} - \mathcal{J}_a\left(\frac{n_H}{n_N} \cdot \frac{w_N}{u} - \frac{w_a + w_H}{u}\right) - \frac{E}{u} = 0 \quad (12)$$

und ferner:

$$\frac{\partial a}{\partial \mathcal{J}_a} = n_H - n_N \cdot \frac{w_a + w_H}{w_N}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial\left(\frac{E}{u}\right)}{\partial a} = \frac{w_N}{n_N \cdot u} \quad (14)$$

$$\frac{\partial\left(\frac{E}{u}\right)}{\partial \mathcal{J}_a} = -\left(\frac{n_H}{n_N} \cdot \frac{w_N}{u} - \frac{w_a + w_H}{u}\right). \quad (15)$$

Die Bedingung für unbelastete Maschine ist die Ebene

$$a = (n_N + n_H) \cdot \mathcal{J}_a. \quad (16)$$

### Nichterregte Maschine.

Es ist $a = 0$.

Daher ist die Linie der Maschine der Schnitt der Fremderregungsfläche mit der $\left(\frac{E}{u}, \mathcal{J}_a\right)$-Ebene. (Fig. 1.) $\frac{E}{u}$ und $\mathcal{J}_a$ haben stets entgegengesetztes Vorzeichen, ausgenommen in dem kleinen Teil der Kurve, der am Koordinatenanfangspunkt liegt. Bei gleichem Drehungssinn sind also $E$ und $\mathcal{J}_a$ entgegengerichtet: die Maschine läuft als Motor. Bei negativem $u$ sind $E$ und $\mathcal{J}_a$ gleich gerichtet: die Maschine läuft als Dynamo. Selbsterregung tritt ein bei negativen $\mathcal{J}_a$-Werten, da die Kurve dann nicht durch $\frac{E}{u} = 0$ geht.

(Eingegangen 30. März 1909.)

## Beiträge zur Kenntnis des Barretters.

### Bemerkung zur Arbeit des Herrn Johannes Rautenkrantz[1]).

Von Béla Gáti.

Bei Barrettermessungen ändert sich der Widerstand des Barretters und dadurch zeigt das Galvanometer den Ausschlag. Natürlich, wenn man im Barretterzweige einer Wheatstonebrücke den Strom größer nimmt, wird der Widerstand des Barretters auch größer und bekommt man beim Galvanometer die Ausschläge. Dies ist so selbstverständlich, daß jedwelche weitere Erklärung überflüssig ist; was in meinem Artikel nicht zu verstehen war, war die Tatsache, daß ich zum Beispiel

bei 5,5 Milliampere 24 Grad,
„ 8,5 „ 29,5 „
„ 11,6 „ 21 „

Ausschlag hatte. Zugleich teile ich die Zahlentafel und die dazu gehörige Kurve mit.

| Stromstärke in Milliampere | Ausschlag des Galvanometers links | rechts |
|---|---|---|
| 5,5 | 24 | — |
| 6 | 25,5 | — |
| 6,5 | 27 | — |
| 7 | 28,5 | — |
| 7,8 | 29 | — |
| 8,5 | 29,5 | — |
| 9,4 | 29 | — |
| 10,3 | 26,5 | — |
| 11,6 | 21 | — |
| 13 | 13 | — |
| 14 | 0 | 0 |
| 14,1 | — | 3 |
| 16 | — | 30 |
| 17,8 | — | 73 |

Wenn die wiedergegebenen Galvanometerausschläge nur eine Folge der veränderten Stromverteilung in der Brücke sind, dann warne ich

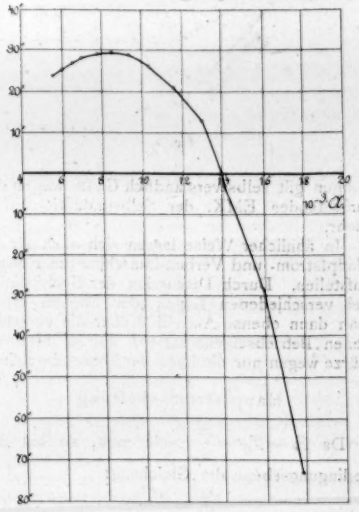



Fig. 1.

1) Diese Zeitschr. 10, 93, 1909.

jeden Forscher, eine Wheatstonebrücke bei Barrettermessungen anzuwenden. Es kann zum Beispiel vorkommen, wenn man bei 5,5 Milliampere das Galvanometer auf Null einstellt, also einen $24^0$ entsprechenden Widerstand in den anderen Brückenzweig einschaltet, und bei $7{,}8 - 5{,}5 = 2{,}3$; $9{,}4 - 5{,}5 = 3{,}9$ Milliampere Hochfrequenzstrom durch den Barretter fließen läßt, in jedem Falle $29 - 24 = 5$ Grade Ausschlag bekommt. Ich sage nicht, daß dies auch so geschieht, eben weil ich im Batteriezweige auch den Widerstand veränderte, doch scheint es nicht ausgeschlossen, daß man bei Wheatstonebrücken zu zweideutigen Ablesungen kommen kann; die Sache bedarf nach meiner Meinung weiterer experimenteller und vielleicht auch theoretischer Untersuchungen.

Bezüglich des Optimumpunktes verstehe ich unter Empfindlichkeit immer Stromempfindlichkeit, worauf es bei Telephonmessungen doch in erster Reihe ankommt. Herr Rautenkrantz versteht wahrscheinlich die Wattempfindlichkeit. Meine Widerstandskurven haben keine Inflexionspunkte; die von Herrn Rautenkrantz scheinen (in Fig. 3) sie zu haben.

Ich habe der Frage experimentell nachgeforscht.

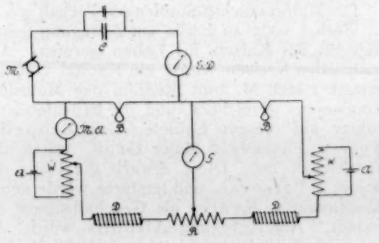


Fig. 2.

Der Strom der Hochfrequenzmaschine $M$ wurde mit Spiegeldynamometer $ED$ gemessen; der Strom ging auch durch Barretter $B$. Mit Hilfe der Widerstände $WW$ wurde die Grundstromstärke im Barretterzweige verändert. Bei konstantem Ausschlage des Dynamometers war der Zusammenhang zwischen Barretter-Galvanometerausschlägen und in dem $MA$-Milliamperemeter gemessenen Grundstromstärken so, wie es Fig. 3 zeigt.

Nach dieser Kurve gibt es auch für Barretter in Kompensionsschaltung einen Optimumpunkt bezüglich der Stromempfindlichkeit. Ich wende gewöhnlich 17 Milliampere bei dieser Brücke an; bei noch größeren Grundstromstärken war der Nullpunkt schon nicht mehr

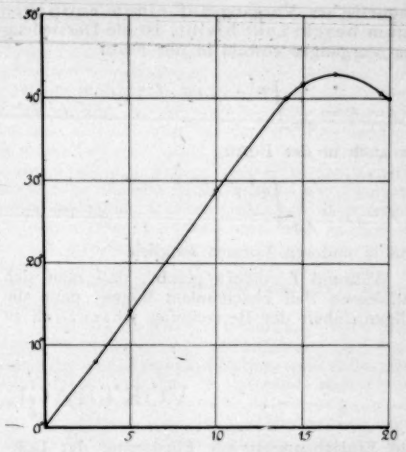



Fig. 3.

konstant und noch eine größere Grundstromstärke war also schon nicht mehr möglich, darum habe ich bisher nie einen Optimumpunkt bekommen.

Wie man sieht, sind die Barrettererscheinungen noch sehr interessant, und es würde mich freuen, wenn durch eingehende Studien, wie sie Herr K. E. F. Schmidt und seine Schule angefangen, auch andere Forscher Untersuchungen ausführen wollten. Die technische Anwendung des Barretters, z. B. Wechselstromtelegraphie, Multiplex-, Kabeltelegraphie und Schnelltelegraphie, der Barretter als Telephon und Telephonrelais usw., nehmen meine Zeit so in Anspruch, daß ich für eingehende weitere Studien keine Gelegenheit finde.

(Eingegangen 31. März 1909.)

## Zum gegenwärtigen Stand des Strahlungsproblems.

Von W. Ritz und A. Einstein.

Zur Aufklärung der Meinungsverschiedenheiten, welche in unseren beiderseitigen Publikationen[1]) zutage getreten sind, bemerken wir folgendes.

In den speziellen Fällen, in denen ein elektro-

1) W. Ritz, diese Zeitschr. **9**, 903—907, 1908 und A. Einstein, diese Zeitschr. **10**, 185—193, 1909.

magnetischer Vorgang auf einen endlichen Raum beschränkt bleibt, ist die Darstellung des Vorganges sowohl in der Form

$$f = f_1 = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\varphi\left(x', y', z', t - \frac{r}{c}\right)}{r} dx' dy' dz'$$

als auch in der Form

$$f = f_2 = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\varphi\left(x', y', z', t + \frac{r}{c}\right)}{r} dx' dy' dz'$$

und in anderen Formen möglich.

Während Einstein glaubt, daß man sich auf diesen Fall beschränken könne, ohne die Allgemeinheit der Betrachtung wesentlich zu beschränken, betrachtet Ritz diese Beschränkung als eine prinzipiell nicht erlaubte. Stellt man sich auf diesen Standpunkt, so nötigt die Erfahrung dazu, die Darstellung mit Hilfe der retardierten Potentiale als die einzig mögliche zu betrachten, falls man der Ansicht zuneigt, daß die Tatsache der Nichtumkehrbarkeit der Strahlungsvorgänge bereits in den Grundgesetzen ihren Ausdruck zu finden habe. Ritz betrachtet die Einschränkung auf die Form der retardierten Potentiale als eine der Wurzeln des zweiten Hauptsatzes, während Einstein glaubt, daß die Nichtumkehrbarkeit ausschließlich auf Wahrscheinlichkeitsgründen beruhe.

Zürich, April 1909.

(Eingegangen 13. April 1909.)

# VORTRÄGE UND REDEN.

## Die Einrichtungen zur Förderung der Luftschiffahrt an der Universität Göttingen [1]).

Von Felix Klein.

Durch die Tagespresse sind schon mehrfach Andeutungen oder kurze Mitteilungen über die Göttinger wissenschaftlichen Einrichtungen zum Studium der Luftschiffahrt verbreitet worden, die zum Teil Irrtümer enthielten oder entstellt waren. Im folgenden soll deshalb ein den Tatsachen entsprechender Bericht gegeben werden über das, was an Einrichtungen vorliegt, über die beabsichtigten Versuche und über die Mittel, die zur Durchführung derselben bereitstehen.

Vorab muß bemerkt werden, daß in Göttingen nur die Erforschung der wissenschaftlichen, nicht auch der praktischen Grundlagen der Luftschiffahrt bezweckt wird, die Übertragung in die Praxis muß den Technischen Hochschulen sowie sportlichen Kreisen, insbesondere den Luftschiffahrtsvereinen überlassen bleiben. Zur Ausführung dieser Forschungen stehen nicht allein Mittel der Universität, also staatliche Mittel, zur Verfügung, sondern sie erfahren auch von außen wesentliche Förderung. Hier sind besonders drei große Körperschaften zu nennen, an deren Zustandekommen der kürzlich verstorbene Ministerialdirektor Althoff jedesmal großen Anteil hatte, nämlich die Internationale Assoziation der Akademien, die Motorluftschiff-Studiengesellschaft und die Göttinger Vereinigung für angewandte Physik und Mathematik.

1893 wurde auf Anregung Althoffs und Mommsens ein Kartell der deutschen Akademien gegründet, in welchem sich die Akademien von Göttingen, Leipzig, München, Wien und später auch Berlin zur Erreichung gemeinsamer Ziele verbanden, und dieses wurde 1900 zu einer allgemeinen Assoziation der Akademien sämtlicher Länder der Erde ausgebaut.

Die Motorluftschiff-Studiengesellschaft wurde im Herbst 1905 zu Berlin auf Anregung Seiner Majestät des Kaisers ins Leben gerufen. Aus finanziellen Kreisen wurde ein Kapital von insgesamt 1 Mill. M. zum Studium des Motorluftschiffwesens gezeichnet, und die bedeutendsten Führer auf diesem Gebiete, Graf Zeppelin, Major v. Parseval, Major Groß, traten der Gesellschaft bei. Diese erwarb die Pläne des Majors v. Parseval, und letzterer wurde neben Hauptmann v. Kehler als Geschäftsführer angestellt. Auf Anregung Althoffs wurde der Gesellschaft ein technisch-wissenschaftlicher Beirat zugeordnet, dem auch vier Göttinger Herren, die Professoren Klein, Prandtl, Runge und Wiechert angehören.

Die Göttinger Vereinigung zur Förderung der angewandten Physik und Mathematik wurde 1898 unter dem Vorsitz des Geheimrats v. Böttinger aus Elberfeld gegründet, sie umfaßt eine Reihe von namhaften Vertretern der Industrie und Wissenschaft. Ihr Zweck, der sich schon in ihrem Namen ausspricht, ist die Unterstützung der auf die technischen Anwendungen von Mathematik und Physik gerichteten Bestrebungen der Göttinger Mathematiker und Physiker. Ihrer tatkräftigen Beihilfe sind u. a. die wohleingerichteten Institute für technische Physik (Elektrotechnik, Mechanik, Maschinenwesen) der Göttinger Universität zu verdanken.

Diese drei Instanzen haben nun, teilweise

1) Auszug aus einem Vortrag, gehalten am 28. Januar 1909 im Niedersächsischen Verein für Luftschiffahrt, abgedruckt aus „Illustrierte aeronautische Mitteilungen" Heft 5, 1909.

unter nicht unbedeutender Mithilfe der Staatsregierung, die in Göttingen angestrebten Forschungen in hervorragendem Maße gefördert und beeinflußt.

In der Assoziation der Akademien wurde 1900 von Göttingen aus der Antrag auf internationales Studium der Luftelektrizität gestellt. Seitdem arbeiten die deutschen Akademien hieran mit großem Eifer; der preußische Staat bewilligte eine jährliche Summe von 4400 M. für luftelektrische Studien in Göttingen, die unter Leitung der Professoren Riecke und Wiechert ausgeführt werden. Aus diesen Forschungen wird auch für die Luftschiffahrt bedeutender Nutzen zu erwarten sein, da der elektrische Zustand der Atmosphäre von großer Wichtigkeit für die meteorologischen Vorgänge, wie Wolken- und Gewitterbildung, ist.

Von besonderer Bedeutung ist der Einfluß der Motorluftschiff-Studiengesellschaft für Göttingen geworden. Den persönlichen Beziehungen des Majors v. Parseval zu den Göttinger Herren, insbesondere zu Prof. Prandtl, ist es zu danken, daß in Göttingen mit einem Aufwand von ca. 20000 M. eine Modellversuchsstation der Motorluftschiff-Studiengesellschaft erbaut wurde, und daß zu ihrer Unterhaltung eine jährliche Summe von 7000 M. bewilligt wurde. Diese Versuchsstation, welche nordwestlich von der Stadt gelegen und der Leitung Prof. Prandtls unterstellt ist, verfolgt ähnliche Zwecke wie die schon bestehenden Schiffsmodellversuchsanstalten. In ihr sollen systematische Luftwiderstandsversuche in zuverlässiger Form gemacht werden; denn die bisherigen Versuche, soweit solche vorliegen, sind meist unter gänzlich unzureichenden Verhältnissen gemacht, und die bisherigen Resultate sind daher auch sehr unzuverlässig. Das Programm der Versuche ist: Bestimmung des Luftwiderstandes von Ballonmodellen und beliebigen Körpern, Untersuchung der Tragfähigkeit und des Luftwiderstandes von Flugflächen und ganzen Fliegermodellen, Stabilitätsuntersuchungen und Prüfung von Propellern. Die Versuche finden statt in einem Luftkanal von 2×2 m Querschnitt, und es ist ganz besonders Wert gelegt auf Schaffung eines möglichst gleichförmigen und geordneten Luftstromes, ein Ziel, das jetzt nahezu erreicht ist. Vor Erbauung der Anstalt wurden bereits in kleinem Maßstabe Vorversuche im Institut für angewandte Mechanik angestellt, ihr Ergebnis war die Bestimmung einer günstigeren Form des Parsevalschen Ballons, welche auch bei dem neuesten Modell desselben Anwendung gefunden hat.

Im letzten Jahre wurde auch von der Universität aus der Versuch gemacht, das Interesse der Studierenden für die Luftschiffahrt zu gewinnen, indem im mathematisch-physikalischen Seminar hydrodynamische und aerodynamische Fragen behandelt wurden, insbesondere auch Fragen aus dem Gebiete der Meteorologie. Einige Ergebnisse dieses Seminars sind niedergelegt in dem Aufsatze von C. H. Müller über Schiffswiderstand in Bd. IV der mathematischen Enzyklopädie als Anhang zu dem Artikel IV, 22 von Kriloff über die Theorie des Schiffes. In diese Zeit fällt auch eine Reise der Professoren Prandtl, Runge und Wiechert nach Paris zum Studium der französischen Flugversuche sowie der Umstand, daß man in Göttingen in persönliche Berührung mit dem englischen Aerodynamiker Lanchester kam, dessen wertvolles Buch über Aerodynamik bald auch in deutscher Sprache (übersetzt von Prof. Runge) erscheinen wird.

Auch die Göttinger Vereinigung nahm sich dann der Sache der Luftschiffahrt an. Auf ihrer Jahresversammlung im Oktober 1908 fand eine Diskussion über das Flugproblem statt; hierdurch angeregt, setzte sich die Vereinigung mit der preußischen Regierung in Verbindung, und diesem Einfluß ist es zu danken, daß die Regierung Prof. Prandtl einen formellen Lehrauftrag für das gesamte Gebiet der Aeronautik erteilte und eine jährliche Summe von 4000 M. für Lehr- und Versuchszwecke auf diesem Gebiet zur Verfügung stellte. Die Göttinger Vereinigung setzte ihrerseits ebenfalls eine jährliche Summe von 4000 M. aus. Im kommenden Sommer wird außer einer zweistündigen Vorlesung von Prof. Prandtl über die wissenschaftlichen Grundlagen der Luftschiffahrt noch eine Vorlesung über Ballonführung stattfinden, welche Privatdozent Dr. Bestelmeyer angekündigt hat.

Dem Einfluß der Göttinger Vereinigung ist es auch zu danken, daß der Besitzer der Kruppschen Werke, Herr Krupp v. Bohlen-Halbach der ihr erst kürzlich beigetreten ist, zur Förderung von Versuchen von Prof. Wiechert auf drei Jahre je 10000 M. bereitgestellt hat. Diese Versuche bezwecken in letzter Linie eine Verbesserung der luftelektrischen und meteorologischen Beobachtungsmethoden für große Höhen. Man bedient sich dabei registrierender Instrumente, welche man bisher von bemannten oder unbemannten Fessel- oder Freiballons oder auch Drachen in die Höhe tragen ließ. Diese Methoden sind aber, soweit es sich um Aufstiege von bemannten Ballons handelt, sehr kostspielig, und bei Verwendung von unbemannten Freiballons gibt man die Instrumente dem Zufall preis. Bei Anwendung von Fesselballons oder Drachen dagegen wird das elektrische Feld der Atmosphäre durch den Draht, welcher zum Halten des Ballons oder Drachens dient, ganz wesentlich gestört, und die luftelektrischen Beobachtungen werden dadurch in unkontrollierbarer Weise beeinflußt. Alle diese Mißstände will Prof. Wiechert umgehen, in-

dem er die Instrumente durch kleine unbemannte, mit Motor versehene Gleitflieger in die Höhe tragen läßt. Da diese Gleitflieger nicht durch einen Draht mit der Beobachtungsstation verbunden sein sollen, so müssen sie zwei Bedingungen erfüllen: sie müssen unabhängig von irgendwelchen zufälligen Windstößen stabil fliegen unter automatischer Einhaltung der Flugrichtung, und sie müssen vom Boden aus zu steuern sein, etwa durch elektrische Wellen. Dies zu erreichen, ist eine außerordentlich schwierige Aufgabe, aber auf einem anderen Gebiete hat man bereits ähnliches gelöst. Bei den Torpedos nämlich ist es bereits erreicht, daß sie automatisch ihre Richtung, unbeeinflußt von Wasserströmungen, beibehalten, und auch über ihre Lenkung mittels elektrischer Wellen sind bereits erfolgreiche Versuche vorhanden. So ist zu hoffen, daß auch für unbemannte Flugapparate dies schwierige Problem glücklich erledigt werden wird, und hieraus wird auch die Luftschiffahrt den weitgehendsten Nutzen ziehen, da gerade die automatische Stabilisierung von größter Wichtigkeit für Flugmaschinen ist.

Faßt man nun alles zusammen, so ergibt sich, daß für Forschungen auf dem Gebiete der Luftschiffahrt und Meteorologie in Göttingen für die nächsten Jahre je 29400 M. zur Verfügung stehen. Diese dienen aber lediglich wissenschaftlichen Zwecken, so daß also z. B. der Bau eines bemannten Gleitfliegers nicht damit ausgeführt werden kann.

Dies hohe Ziel anzustreben, überhaupt die Verwertung der Resultate der Göttinger Forschung in der Praxis, muß eine Aufgabe der sportlichen Kreise, insbesondere der Luftschiffahrtsvereine werden. Es steht zu hoffen, daß sich für die Beschaffung der bedeutenden Geldmittel, die solche sportlichen Versuche erfordern, nach dem Beispiel von Frankreich auch in Deutschland reiche Gönner werden finden lassen.

G. Fuhrmann, Dipl.-Ing.

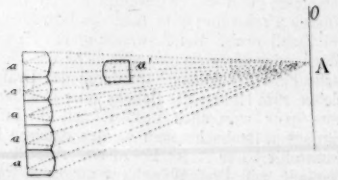
(Eingegangen 13. April 1909.)

# REFERATE.

## Über G. Lippmanns Reliefphotographie.

Von A. Byk.

Der Erfinder der Interferenzfarbenphotographie G. Lippmann hat im Laufe des Vorjahrs ein neues und sehr merkwürdiges photographisches Problem in Angriff genommen (Bull. de la Soc. franç. de Phys. 1908, S. 173, Journal de Physique [4] 7, 821, 1908). Es handelt sich dabei um die Aufgabe, ein Bild herzustellen, welches je nach dem Standpunkte des Beobachters sich in der Lage seiner Teile gegeneinander verändert wie ein wirkliches Objekt und welches außerdem eine Tiefenwirkung ausübt. Lippmann gibt den Plan eines Verfahrens, das er allerdings erst andeutungsweise realisiert hat, das aber infolge seiner Originalität doch auch heute schon eine Besprechung rechtfertigt. Man denke sich eine Bromsilberschicht auf die hintere ebene Seite einer Glasplatte aufgetragen, deren Vorderseite in zahlreiche kleine, halbkugelförmige Linsen zerfällt (Figur). Stellt man eine solche Platte einem Objekte $O$ gegenüber, so entsteht hinter jeder der kleinen Linsen nach dem Entwickeln und Fixieren ein mikroskopisches Bild desselben, das von einem etwas verschiedenen Standpunkte aus aufgenommen ist. Die sämtlichen von einem Punkt $A$ des Objekts kommenden Strahlen, welche eine bestimmte Linse treffen, vereinigen sich hinter derselben in einem bestimmten Punkte $a$. Es gibt natürlich so viele Punkte $a$, als es Linsen gibt. Wird nun umgekehrt die entwickelte Platte von der Schichtseite aus diffus beleuchtet, so werden die von sämtlichen Punkten $a$ herkommenden Strahlenbündel sich insgesamt in $A$ wegen der Umkehrbarkeit der Wege der Lichtstrahlen vereinigen. Mit anderen Worten, es entsteht im Punkte $A$ (von dem natürlich das Objekt jetzt entfernt worden ist) ein reelles Bild des ursprünglichen Objektpunkts $A$, und zwar in Helligkeitsverhältnissen, die gerade die umgekehrten des Objektpunkts sind; denn die mikroskopischen Bildchen sind ja sämtlich Negative. Die Gesamtheit der reellen Bildpunkte aller $A$ bildet dann ein reelles Negativ des ursprünglichen Objekts. Um dieses in ein Positiv zu verwandeln, braucht man nun einfach nur zwischen die von der Schichtseite beleuchtete, entwickelte Platte und ihr reelles, eben geschildertes Luftbild eine zweite Platte derselben Art, die Linsen gegen das Licht gerichtet, einzuschalten. Wird die zweite Platte entwickelt und von ihrer Schichtseite aus



durchleuchtet, so liefert wieder wegen der Umkehrbarkeit der Lichtwege jeder einzelne Punkt $a'$ ein divergierendes Lichtbündel, weil er durch ein konvergierendes erzeugt worden ist. Die Gesamtheit der divergierenden Bündel rückwärts verlängert, führen wieder zu dem Objektpunkt $A$; mit anderen Worten, die zweite Platte liefert ein virtuelles Bild des ursprünglichen Objektes. Da die Helligkeitsverhältnisse aber die umgekehrten sind wie bei der ersten Platte, so ist dieses virtuelle Bild jetzt ein Positiv des Objekts. Bei der tatsächlichen Durchführung des Verfahrens machte vor allem die Wahl eines geeigneten Materials für die kleinen Linsen Schwierigkeiten. Kollodium und Zelluloid erwiesen sich als gänzlich unbrauchbar, und endlich wurde auf Glaslinsen zurückgegriffen. Dabei verwandte Lippmann sogenannte Stanhope-Lupen, d. h. längliche dünne Stäbchen, deren eine Seite sphärisch gekrümmt ist, während die andere eben ist und sich etwa im Brennpunkte der kleinen Linse befindet. Sie werden in großer Zahl so nebeneinander gelegt, daß die ebenen Flächen eine einzige Ebene bilden, die dann durch Überziehen mit kornloser Bromsilbergelatine lichtempfindlich gemacht wird. Mit Hilfe dieser Platte konnte Lippmann das gesuchte reelle Luftbild geeigneter Objekte (eines Brenners und eines Fensters) in der Tat erblicken.

(Eingegangen 19. April 1909.)

# BESPRECHUNGEN.

**H. Egerer, Repetitorium der höheren Mathematik.** (Lehrsätze, Formeln, Tabellen.) gr. 8. VIII u. 351 S. München, R. Oldenbourg. 1908. M. 6.—

Das Buch ist für die geschrieben, die die Mathematik als Hilfswissenschaft gebrauchen. Es enthält daher die wichtigsten Definitionen, Lehrsätze und Formeln (ohne Beweise) aus Trigonometrie, niederer Analysis, Differential- und Integralrechnung, analytischer und Differentialgeometrie, Differentialgleichungen, Ausgleichs- und Vektorenrechnung. Es kann als Nachschlagebuch auch dem Physiker gute Dienste leisten. Eine größere Zahl von Tabellen erhöht die Brauchbarkeit. Kochan.

**E. Kotte, Lehrbuch der Chemie für höhere Lehranstalten und zum Selbstunterricht.** Ein Lehrgang auf moderner Grundlage nach methodischen Grundsätzen. I. Teil: Einführung in die Chemie. gr. 8. 205 S. mit 117 Figuren. Dresden-Blasewitz, Bleyl & Kaemmerer. 1908. Gebunden M. 3.—

Zu der großen Zahl schon vorhandener Lehrbücher tritt hiermit ein neues, das sich nicht unwesentlich von jenen unterscheidet. Es ist ein interessanter Versuch, die modernen chemischen Anschauungen (es steht unter Ostwaldschem Einfluß) in den Schulunterricht zu verpflanzen. Daher wird die physikalische Chemie stärker betont, sie nimmt den größten Teil dieses Bandes ein. Besonders bemerkenswert erscheint die Benutzung der Lehre vom chemischen Gleichgewicht und die moderne Auffassung der Hydrate. Die Abschnitte über Energie und die Entwicklungen über Verbindungs-, Atom- und Molekulargewichte sind von großer Klarheit, wobei übrigens scharf zwischen experimentellen Ergebnissen und Hypothese geschieden wird. Der methodische Aufbau des Ganzen ist sehr gut gelungen. Kochan.

**K. Fuß u. G. Hensold, Lehrbuch der Physik für den Schul- und Selbstunterricht.** 8. verbesserte und vermehrte Auflage. Allgemeine Ausgabe. gr. 8. XX u. 558 S. mit vielen Übungsaufgaben, 1 Spektraltafel in Farbendruck und 448 Abbildungen. Freiburg, Herdersche Verlagshandlung. 1908. M. 5.30, gebunden M. 6.—

Das Buch kann sich für Schulzwecke und besonders zum Selbstunterricht als recht brauchbar erweisen. Die Darstellung ist gut disponiert und daher klar, wobei eine auch äußerlich sehr übersichtliche Anordnung zu statten kommt. Durch zahlreiche Beispiele aus dem täglichen Leben wird guter Anschluß an allgemein bekannte Tatsachen erreicht. Die Herleitung der Gesetze erfolgt meist sowohl auf induktivem wie deduktivem Wege.

Auffallend sind einige übertrieben genaue Zahlen in der Aufgabensammlung.

Kochan.

**E. A. Kielhauser, Die Stimmgabel, ihre Schwingungsgesetze und Anwendungen in der Physik.** Eine auf fremden Untersuchungen fußende Monographie. gr. 8. VIII u. 188 S. mit 94 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden M. 6.—

Das vorliegende Büchlein ist eine auf fremden Untersuchungen basierende Monographie, die offenbar nicht für Fachgenossen, sondern für einen weiteren Kreis berechnet ist. Alle mathematischen Entwickelungen sind daher fast ängstlich vermieden, um die Lektüre so leicht als möglich zu gestalten. Viele, den Physiker interessierende Fragen konnten da-

her nur oberflächlich behandelt werden. Ob wirklich ein Bedürfnis (im weiteren Publikum) für eine solche Darstellung vorlag, wage ich nicht zu entscheiden; das Büchlein ist aber wohl geeignet, eine eventuelle Lücke auszufüllen. Manche Behauptungen des Verf. sind allerdings mit einiger Vorsicht aufzunehmen, so z. B. die, daß in Deutschland allgemein ein Hin- oder Hergang eines Pendels als ganze Schwingungsdauer betrachtet würde.

Cl. Schaefer.

**H. Starke, Physikalische Musiklehre.** Eine Einführung in das Wesen und die Bildung der Töne in der Instrumentalmusik und im Gesang. 8. VIII u. 232 S. mit 82 Abbildungen. Leipzig, Quelle & Meyer. 1908. M. 3.80, gebunden M. 4.20

Der Verfasser will in diesem Buche eine Einführung in die „naturwissenschaftliche" Musiklehre geben, die eine Vereinigung der rein physikalischen Akustik und der ästhetischen Musiktheorie bildet, und man darf sagen, daß dieser Versuch trefflich gelungen ist. Die Darstellung ist klar und faßlich und sowohl Musiker als Physiker werden dem Verfasser für diese Gabe Dank wissen. Hervorheben möchte ich noch die Reichhaltigkeit des Inhalts bei relativ beschränktem Raum. Einige kleine Ungenauigkeiten sind belanglos; nur auf einen derartigen Fall will ich hinweisen, weil er prinzipiell von einiger Bedeutung ist. Bei Besprechung der Schwierigkeit der Helmholtzschen Theorie der Kombinationstöne sagt der Verfasser (S. 223 oben): „Manche leugnen überhaupt die Existenz eines Summationstones und erklären den manchmal gehörten Ton gleicher Höhe als einen Differenzton höherer Ordnung." Dazu ist zu bemerken, daß aus der Helmholtzschen Theorie keineswegs folgt, daß der Summationston, den sie ergibt, kein Differenzton höherer Ordnung ist.

Cl. Schaefer.

**K. Meyer, Naturlehre (Physik und Chemie) für höhere Mädchenschulen, Lehrerinnen-Seminare und Mittelschulen.** 4. verb. u. vermehrte Auflage. 8. 233 S. mit 324 Abbildungen. Leipzig, G. Freytag. 1906. Gebunden M. 2.20

Die Stoffauswahl ist bestimmt durch die Rücksicht auf die Bedürfnisse an Mädchenschulen. Daher sind besonders zahlreich die Verhältnisse, die im Haushalt eine Rolle spielen, hervorgehoben, während auf technische Fragen weniger eingegangen wird. Der Verzicht auf mathematische Schreibweise der Gesetze mag ebenfalls hiermit zusammenhängen, ist aber nicht vorteilhaft.

Kochan.

## Tagesereignisse.

„Ein Ausschuß, bestehend aus Mitgliedern des wissenschaftlichen Stabes des Observatoire Royale de Belgique zu Uccle ist mit den vorbereitenden Arbeiten für die Herausgabe eines Verzeichnisses der magnetischen und seismologischen Observatorien beschäftigt. Diesem Verzeichnis, das unter dem Titel „Liste des Observatoires magnétiques et seismologiques" erscheinen wird, soll ein Verzeichnis der Gesellschaften und Zeitschriften angegliedert werden, die sich besonders mit Magnetismus, Seismologie oder Elektrizität der Atmosphäre beschäftigen.

Ein derartiges Werk bildet für die physikalische Welt ein überaus nützliches Hilfsmittel. Es bietet nämlich dem Forscher ein zuverlässiges und bequemes Hilfsmittel zum Verkehr mit solchen Gelehrten, die sich mit einem ganz bestimmten Gebiete der Forschung beschäftigen. Es ermöglicht eine schnelle Auffindung der Veröffentlichungen, in denen die Beobachtungsergebnisse niedergelegt sind. Des weiteren zeigt es dem Gelehrten, der eine Untersuchung unternehmen möchte, die große Aufwendungen erfordert, welche Institute gegebenen Falles in der Lage wären, ihm ihre Unterstützung angedeihen zu lassen.

Um die Aufstellung eines solchen Verzeichnisses zu erleichtern, wäre es wünschenswert, daß solche Gesellschaften, welche die Physik des Erdballs pflegen, sich dem Ausschusse namhaft machen, ihre Satzungen einsendeten und genauere Angaben über das Datum ihrer Gründung, ihren Sitz, Mitgliedsbeitrag, Mitgliederzahl, Veröffentlichungen, Ort und Besuch der Versammlungen, Vorstand usw. machen.

Der Redaktionsausschuß würde auch mit Freuden Sonderabdrucke solcher Zeitschriften entgegennehmen, die sich mit der Physik des Erdballs beschäftigen.

Alle Sendungen bitten wir zu richten an:
M.M. les Membres du Comité de rédaction de la Liste des Observatoires magnétiques et seismologiques,
Observatoire Royal de Belgique, Uccle".

(Aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 2. April 1909.)

## Personalien.

**(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)**

**Habilitiert:** An der Universität Göttingen Dr. W. Ritz für Physik, an der Universität München Dr. E. Wagner für Physik und Dr. Alfr. Heiduschka für pharmazeutische und angewandte Chemie, an der Universität Marburg Dr. Ernst Hellinger für mathematische Physik.

**Berufen:** Der ord. Professor der Physik an der deutschen Universität Prag Dr. Ernst Lecher in gleicher Eigenschaft an die Universität Wien (als Nachfolger von Hofrat Professor Dr. V. v. Lang, der Ende des Sommers in den Ruhestand tritt).

**Ernannt:** Der Adjunkt an der Universitäts-Sternwarte Dr. Lucian Grabowski zum a. o. Professor für Meßkunst an der Technischen Hochschule zu Lemberg, der ord. Professor an der Technischen Hochschule Wien Dr. Gustav Herglotz zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Leipzig, der a. o. Professor an der Universität Bonn Const. Carathéodory zum ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Hannover, der Privatdozent Dr. Gustav Buchböck an der Universität Budapest zum a. o. Professor für theoretische Chemie ebenda, Dr. J. M. H. Giran zum ord. Professor für Chemie an der Universität Toulouse, Prof. P. Langevin zum Professor für allgemeine Experimentalphysik am Collège de France.

**Mit Vertretung beauftragt:** Der a. o. Professor an der Universität Marburg Dr. Erwin Rupp mit der Professur für pharmazeutische Chemie an der Universität Königsberg.

**Gestorben:** Der emerit. ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Breslau Dr. Oskar Emil Meyer, der Privatdozent für Mikroskopie und gerichtliche Chemie an der Universität Jena Dr. Christian Gänge, der a. o. Professor für pharmazeutische Chemie an der Universität Königsberg Dr. Alfred Partheil.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Have
others
vols